Recherche et découverte du boson de Higgs avec son mode de désintégration en paire de photons avec l'expérience ATLAS au LHC : une introduction

Marc Escalier

▶ **To cite this version:**

Marc Escalier. Recherche et découverte du boson de Higgs avec son mode de désintégration en paire de photons avec l'expérience ATLAS au LHC : une introduction. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud 11, 2015. tel-01161924v2

HAL Id: tel-01161924

https://theses.hal.science/tel-01161924v2

Submitted on 17 Jul 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

LAL 15-30

UNIVERSITE PARIS-SUD XI

mémoire présenté

en vue d'obtenir

l'Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité : Physique des Particules

Recherche et découverte du boson de Higgs avec son mode de désintégration en paire de photons avec l'expérience ATLAS au LHC : une introduction

Tome 1 : Contexte théorique, dispositif expérimental, techniques de reconstruction et méthodologie statistique

Soutenue le 26/03/2015 par

Marc Escalier

Devant la Commission d'examen composée de MM. :

Achille Stocchi	*Président du jury*
Isabelle Wingerter-Seez	*Rapportrice*
Aleandro Nisati	*Rapporteur*
Paris Sphicas	*Rapporteur*
Louis Fayard	*Examinateur*
Guillaume Unal	*Examinateur*

"Ni l'ignorance n'est défaut d'esprit, ni le savoir n'est preuve de génie."

Luc de Clapiers, marquis de Vauvenargues, 1746.
Réflexions et maximes. Maxime numéro 217.

Table des matières

Résumé **xiii**

Introduction **1**

1 Le Modèle Standard et au-delà **3**
1.1 Introduction . . . 3
1.2 Les particules élémentaires . . . 3
1.2.1 Les constituants de la matière . . . 4
1.2.2 Les particules d'interaction . . . 5
1.3 Spin, parités intrinsèque et de conjugaison de charge . . . 9
1.4 Les particules composites . . . 10
1.5 Panorama des particules . . . 15
1.6 Les théories de jauge . . . 16
1.6.1 Interaction du groupe de jauge $U(1)$ . . . 19
1.6.2 Théorie de Yang-Mills pour le groupe de symétrie $SU(2)$ . . . 20
1.7 Le Modèle Standard . . . 22
1.7.1 Le modèle électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . . . 22
1.7.2 La brisure spontanée de symétrie . . . 28
1.7.2.1 Analogie et illustration . . . 30
1.7.2.2 Le modèle sigma linéaire . . . 32
1.7.3 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs pour une théorie de jauge basée sur un groupe abélien . . . 34
1.7.4 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs pour une théorie de jauge basée sur un groupe non-abélien . . . 35
1.7.5 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs en présence de bosons de jauge dans la théorie électrofaible . . . 36
1.7.6 Le mécanisme de Yukawa pour les fermions . . . 38
1.7.7 Interprétation de la brisure de symétrie dans l'évolution de l'univers 39
1.7.8 Interaction électrofaible : le lagrangien électrofaible du Modèle Standard . . . 40
1.7.9 Interaction forte et groupe de jauge $SU(3)_C$ . . . 42
1.7.10 Règles de Feynman . . . 43
1.8 Contraintes théoriques sur la masse du Higgs . . . 45
1.8.1 Stabilité du vide . . . 45
1.8.2 Trivialité . . . 45

1.8.3 Unitarité . . . 46
1.8.4 Synthèse des contraintes et compatibilité avec l'observation . . . 47
1.9 Modes de production et désintégration du Higgs . . . 48
1.10 Section efficace à l'ordre N^kLO . . . 58
1.11 Incertitudes théoriques sur les sections efficaces . . . 63
1.12 Le succès du Modèle Standard . . . 65
1.13 Au-delà du Modèle Standard . . . 83
1.13.1 La supersymétrie . . . 84
1.13.2 Scénarios de modèles exotiques . . . 89
1.13.3 Oscillation et masse des neutrinos . . . 90
1.13.4 Le problème CP fort . . . 93
1.13.5 Astrophysique et cosmologie . . . 93
1.13.5.1 Asymétrie matière-antimatière dans l'univers . . . 93
1.13.5.2 Matière noire . . . 94
1.13.5.3 Cosmologie . . . 95
1.13.5.4 Rayons cosmiques . . . 101
1.13.5.5 Gravité . . . 102
1.13.6 Le boson de Higgs dans les théories au-delà du Modèle Standard . . . 103
1.13.7 Nouvelle physique . . . 109
1.14 Conclusion . . . 111
Bibliographie . . . 113

2 Le LHC et le détecteur ATLAS 127
2.1 Le LHC . . . 127
2.2 Le démarrage et l'incident du LHC . . . 139
2.3 Prospectives sur l'accélérateur . . . 141
2.4 L'expérience ATLAS . . . 142
2.4.1 Le détecteur interne . . . 146
2.4.1.1 Le détecteur à pixels . . . 148
2.4.1.2 Le détecteur à micropistes de semi-conducteurs (SCT) . . . 149
2.4.1.3 Le détecteur à rayonnement de radiation (TRT) . . . 149
2.4.2 Le système de calorimétrie . . . 151
2.4.2.1 Le calorimètre à argon liquide . . . 154
2.4.2.1.1 Le calorimètre électromagnétique . . . 156
2.4.2.1.2 Le bouchon hadronique (HEC) . . . 159
2.4.2.1.3 Le calorimètre avant (FCal) . . . 160
2.4.2.1.4 Le système électronique du calorimètre à argon liquide . . . 161
2.4.2.2 Le calorimètre hadronique à tuiles . . . 166
2.4.3 Le spectromètre à muons . . . 167
2.4.4 Le système de déclenchement . . . 171
2.5 Mesure de la luminosité . . . 173
2.6 La mise à jour du détecteur ATLAS . . . 174
2.7 Comparaison des détecteurs ATLAS et CMS . . . 175

2.8 Conclusion . . . 179
Bibliographie . . . 181

3 Reconstruction et techniques générales d'une analyse de physique 185
3.1 Introduction . . . 185
3.2 Quantification des performances . . . 189
3.3 Electrons et photons . . . 191
3.3.1 Reconstruction . . . 191
3.3.2 Calibration . . . 198
3.3.3 Mesure de la direction . . . 205
3.3.4 Identification . . . 207
3.3.5 Isolation . . . 219
3.4 Muons . . . 223
3.5 Quarks, gluons et jets . . . 225
3.5.1 Reconstruction . . . 225
3.5.1.1 L'algorithme du cône . . . 226
3.5.1.2 L'algorithme de recombinaison séquentielle . . . 227
3.5.2 Calibration des jets . . . 229
3.5.2.1 Calibration à l'échelle particule . . . 229
3.5.2.2 Calibration à l'échelle parton . . . 230
3.5.2.3 Calibration de l'échelle d'énergie . . . 230
3.5.2.4 Calibration avec les données (in situ) . . . 231
3.5.2.5 Lutte contre l'empilement . . . 232
3.5.2.6 Résolution en énergie . . . 233
3.5.2.7 Divers . . . 234
3.5.3 Etiquetage des jets de b . . . 235
3.6 Tau . . . 240
3.7 Neutrinos et particules faiblement interagissantes . . . 242
3.8 Lutter contre le bruit de fond et le contrôler . . . 244
3.8.1 Considérations générales . . . 244
3.8.2 Qualité des données . . . 246
3.8.3 Discrimination . . . 251
3.8.4 Evaluation du bruit de fond . . . 254
3.8.5 Catégorisation . . . 256
3.8.6 Principaux bruits de fond . . . 257
3.8.6.1 Lepton chargé dans l'état final . . . 257
3.8.6.2 Photon dans l'état final . . . 258
3.8.6.3 Jet dans l'état final . . . 258
3.8.6.4 Energie transverse manquante . . . 258
3.8.6.5 Processus du Modèle Standard . . . 258
3.9 Incertitudes systématiques . . . 261
3.10 Le système informatique . . . 263
3.11 Générateurs Monte-Carlo . . . 267
3.12 Conclusion . . . 269

Bibliographie . . . 271

4 Méthodes statistiques **279**
4.1 Introduction . . . 279
4.2 Test d'hypothèses . . . 280
4.3 Construction du test statistique . . . 286
4.4 Limites d'exclusion . . . 289
4.5 Recherche d'observation et significance . . . 293
4.6 Comportement asymptotique . . . 298
4.7 Généralisation du test statistique . . . 299
4.8 Environnement informatique . . . 300
4.9 Conclusion . . . 300
Bibliographie . . . 301

5 La recherche expérimentale du Higgs et sa découverte **309**
5.1 Introduction . . . 309
5.2 Recherche indirecte . . . 309
5.3 Recherche à LEP . . . 310
5.4 Recherche au Tevatron . . . 311
5.5 Recherche du Higgs standard au LHC . . . 311
5.6 Le canal $H \to b\bar{b}$ . . . 313
5.6.1 Le canal $W(\to l\nu)H(\to b\bar{b})$ . . . 313
5.6.2 Le canal $Z(\to ll)H(\to b\bar{b})$ . . . 314
5.6.3 Le canal $Z(\to \nu\bar{\nu})H(\to b\bar{b})$ . . . 315
5.6.4 Le canal $t\bar{t}H(\to b\bar{b})$ . . . 315
5.6.5 Higgs boosté dans le canal $W(\to l\nu)H(\to b\bar{b})$ . . . 316
5.7 Le canal $H \to \tau^+\tau^-$ . . . 317
5.8 Le canal $H \to \mu\mu$ . . . 319
5.9 Le canal $H \to \gamma\gamma$ . . . 319
5.10 Le canal $H \to Z\gamma$ . . . 320
5.11 Le canal $H \to WW$ . . . 320
5.11.1 Le canal $H \to WW^{(*)} \to l\nu l\nu$ . . . 320
5.11.2 Le canal $H \to WW \to l\nu qq$ . . . 321
5.11.3 Le canal $WH \to WWW^{(*)} \to l\nu\ l\nu\ l\nu$ . . . 322
5.11.4 Le canal $ZH \to ZWW^{(*)} \to ll\ l\nu\ l\nu$ . . . 323
5.12 Le canal $H \to ZZ^{(*)}$ . . . 324
5.12.1 Le canal $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$ . . . 324
5.12.2 Le canal $H \to ZZ \to llqq$ . . . 326
5.12.3 Le canal $H \to ZZ \to ll\nu\nu$ . . . 327
5.13 Première combinaison de canaux de recherche du Higgs par les collaborations ATLAS et CMS . . . 327
5.14 Combinaison de canaux de recherche du Higgs au LHC aboutissant à la découverte d'une nouvelle particule . . . 328
5.15 Mesure des propriétés du Higgs . . . 333
5.15.1 Mesure du spin du boson de Higgs . . . 334

5.15.2 Masse du Higgs . . . 337
5.15.3 Force de signal . . . 337
5.15.4 Sections efficaces fiducielles et différentielles . . . 337
5.15.5 Modes de production et couplages du Higgs . . . 337
5.15.5.1 Facteur d'échelle global . . . 341
5.15.5.2 couplage aux fermions et bosons vectoriels . . . 341
5.15.5.3 Symétrie custodiale pour les bosons vectoriels . . . 342
5.15.5.4 Symétrie up/down . . . 342
5.15.5.5 Symétrie quark/lepton . . . 343
5.15.5.6 Structure des boucles et particules non standard . . . 343
5.15.5.7 Structure des boucles et particules non standard, avec autres facteurs d'échelle libres . . . 344
5.15.5.8 Paramétrisation maximale . . . 344
5.15.6 Résultats de combinaison des canaux pour la mesure des couplages 344
5.15.7 Contraintes sur la nouvelle physique à partir des mesures de couplages du Higgs . . . 346
5.15.8 Mesure de la largeur de désintégration du boson de Higgs . . . 349
5.15.9 Recherche de résonance à basse et haute masse invariante . . . 351
5.16 Synthèse des propriétés du boson de Higgs à partir des mesures au Run 1 du LHC . . . 352
5.16.1 Spin et nombres quantiques J^{CP} . . . 352
5.16.2 Masse . . . 353
5.16.3 Largeur de désintégration du Higgs . . . 353
5.16.4 Force de signal . . . 353
5.16.5 Sections efficaces fiducielles et différentielles . . . 353
5.16.6 Modes de production et couplages . . . 353
5.16.6.1 Couplages aux bosons . . . 354
5.16.6.2 Couplages aux fermions . . . 355
5.16.6.3 Forces de signal pour les modes de désintégration et les couplages . . . 356
5.16.7 Higgs au-delà du Modèle Standard . . . 359
5.17 Prospectives pour le Higgs . . . 360
5.18 Conclusion . . . 363
Bibliographie . . . 365

6 Mesure du bruit de fond de photons dans l'analyse $H \to \gamma\gamma$ 375
6.1 Introduction . . . 375
6.2 Production de photons directs . . . 376
6.2.1 Sélection . . . 377
6.2.2 Echantillons de simulation . . . 379
6.3 Méthode à deux dimensions . . . 379
6.3.1 Incertitudes systématiques . . . 382
6.4 Résultats de la production de photons directs . . . 384
6.5 Extraction de la composition des événements diphotons . . . 387

6.5.1 Introduction . . . 387
6.5.2 Méthode d'ajustement par un modèle en deux dimensions . . . 387
6.5.3 Méthode de la matrice 4×4 . . . 388
6.5.4 Méthode $1 \times 2D$ . . . 390
6.5.5 Méthode d'extrapolation 2D séquentielle . . . 390
6.5.6 Méthode $2 \times 2D$ simultanée . . . 393
6.5.7 Bruit de fond Drell-Yan . . . 395
6.5.8 Candidat diphoton . . . 401
6.5.9 Déconvolution (unfolding) . . . 401
6.6 Conclusion . . . 402
Bibliographie . . . 403

7 Reconstruction de la direction des photons et de leur masse invariante 405
7.1 Introduction . . . 405
7.2 Pointage par le calorimètre électromagnétique . . . 407
7.3 Utilisation du détecteur interne . . . 408
7.4 Comparaison des méthodes . . . 409
7.5 Choix de la technique de base . . . 416
7.6 Méthode de maximum de vraisemblance utilisant l'événement sous-jacent . 417
7.7 Oscillation de la précision de la direction . . . 420
7.8 Conclusion . . . 421
Bibliographie . . . 423

8 Recherche du Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$ dans ATLAS 425
8.1 Généralités et sélection inclusive . . . 425
8.2 Catégorisation . . . 427
8.3 Composition du bruit de fond . . . 442
8.4 Signal . . . 443
8.5 Incertitudes systématiques pour la publication de 2014 . . . 450
8.6 Résultats pour la mesure de la masse . . . 460
8.7 Résultats pour la mesure des modes de production . . . 464
8.8 Section efficace fiducielle et différentielle . . . 468
8.9 Analyse de spin . . . 474
8.10 Analyse fermiophobique avec $H \to \gamma\gamma$ . . . 478
8.11 Recherche de résonances diphotons à haute masse . . . 479
8.12 Recherche de production de paire de Higgs dans le canal $H(bb)H(\gamma\gamma)$ . . . 479
8.13 Recherche de $t \to qH$ . . . 479
8.14 Comparaison, entre ATLAS et CMS, de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de juillet 2012 aboutissant, à l'aide d'autres canaux, à la découverte d'une nouvelle particule 480
8.15 Comparaison, entre ATLAS et CMS, de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de la publication 2014 finale pour les données de 2011 et 2012 . . . 484
8.16 Historique de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ . . . 488
8.17 Conclusion . . . 499
Bibliographie . . . 501

Conclusion et perspectives **509**
Bibliographie . . . 515

A Activité de recherche **517**
A.1 Activité avant le recrutement en CR2 . . . 527
A.1.1 Le post-doc dans l'expérience Babar : physique du B et de la violation de CP . . . 527
A.1.1.1 Les canaux $B^0 \to K^{*0}\rho^0$ et $B^0 \to K^{*0}f_0$ . . . 527
A.1.1.2 Le canal $B^0 \to \rho^0\rho^0$ . . . 529
A.1.1.3 Le DIRC . . . 530
A.1.2 Le post-doc dans l'expérience D0 . . . 530
A.2 Le stage CR2 dans ATLAS (oct. 2008-2009) . . . 533
A.3 L'activité en titulaire Chargé de Recherche (CR) dans ATLAS (oct. 2009-) 534
A.3.1 Premières analyses inclusives avec données réelles . . . 538
A.3.2 Meilleure limite mondiale dans le canal $H \to \gamma\gamma$: PLHC 2011 . . . 540
A.3.3 EPS et publication . . . 540
A.3.4 Participation à l'analyse durant le mandat . . . 542
A.4 Travail après le rôle de coordination, oct. 2011- . . . 543
A.4.1 Conseil du CERN (déc 2011-mars 2012 : Moriond) : première exclusion observée de petites régions en masse, déviation à plus de 3 σ 543
A.4.2 Analyse ICHEP 2012 : découverte d'une particule à 5 σ dans le cadre de la recherche du Higgs . . . 544
A.4.3 Conseil du CERN de décembre 2012 . . . 545
A.4.4 Moriond 2013 . . . 546
A.4.5 Publication 2014 : mesure de la masse et des modes de production . 547
A.4.6 Travail complémentaire à cette période . . . 548
A.4.7 Préparation à la recherche de la double production du Higgs dans le canal $H(bb)H(\gamma\gamma)$ . . . 550
A.5 Vue d'ensemble des analyses jusqu'à la découverte du Higgs, pour le canal $H \to \gamma\gamma$ . . . 551
A.6 Liste des publications . . . 553
A.7 Poste de chargé de recherche CR2, 2008- . . . 553
A.7.1 e/gamma . . . 553
A.7.2 photon directs SMDP . . . 553
A.7.3 $H \to \gamma\gamma$ . . . 554
A.7.4 Higgs ATLAS . . . 558
A.7.5 Higgs ATLAS-CMS . . . 559
A.7.6 Divers . . . 559
A.8 1^{er} Post-Doc (Babar, Dapnia, CEA Saclay, 2005-2007) . . . 561
A.8.1 $K^*\rho$ . . . 561
A.8.2 $\rho^0\rho^0$ . . . 561
A.9 Thèse (ATLAS, LPNHE Paris, 2002-2005) . . . 562
A.9.1 Higgs . . . 562
A.9.2 Dimensions supplémentaires . . . 563

A.9.3 Electronique 563
A.10 Articles de collaboration, sans contribution directe 564
A.10.1 ATLAS 564
A.10.2 D0 564
A.10.3 Babar 564
Bibliographie 565

Remerciements **579**

Résumé

Dans le contexte de la thématique de la physique des particules et de l'expérience ATLAS auprès du LHC, ce manuscrit présente la découverte d'une particule compatible avec le boson de Higgs par la combinaison de différents de ses canaux de désintégration, avec une masse de l'ordre de 126 GeV. Avec une statistique accrue, c'est-à-dire l'ensemble des données collectées par ATLAS au LHC durant les années 2011 ($L = 4,5\ fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 7\ TeV$) et 2012 ($L = 20,3\ fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 8\ TeV$), la particule est également observée dans le canal $H \to \gamma\gamma$ avec une significance observée (respectivement attendue) de $5,2\ \sigma$ (respectivement $4,7\ \sigma$).

L'analyse de la masse (m_H) et la force de signal (μ) dans le canal $H \to \gamma\gamma$ aboutit aux mesures :

$$\begin{aligned} m_H &= 125,98 \pm 0,42\ (stat) \pm 0,28\ (syst)\ GeV & (1)\\ &= 125,98 \pm 0,50\ GeV & (2)\\ \mu &= 1,29 \pm 0,30 & (3)\end{aligned}$$

et à la contrainte sur la largeur Γ_H de désintégration du Higgs de $5,0\ GeV$ à 95 % CL.

La combinaison de la masse entre les prises de données 2011 et 2012 pour les canaux $H \to \gamma\gamma$ et $H \to 4l$ aboutit au résultat :

$$m_H = 125,36 \pm 0,37\ (stat) \pm 0,18\ (syst)\ GeV \quad (4)$$

L'analyse des modes de production dans le canal $H \to \gamma\gamma$ aboutit aux mesures :

$$\begin{array}{lcrlcrlcrlcr}
\mu_{ggF} & = & 1,32 & \pm 0,32 & (stat) & ^{+0,13}_{-0,09} & (syst) & ^{+0,19}_{-0,11} & (th) & = & 1,32 & \pm 0,38 \\
\mu_{VBF} & = & 0,8 & \pm 0,7 & (stat) & ^{+0,2}_{-0,1} & (syst) & ^{+0,2}_{-0,3} & (th) & = & 0,8 & \pm 0,7 \\
\mu_{WH} & = & 1,0 & \pm 1,5 & (stat) & ^{+0,3}_{-0,2} & (syst) & ^{+0,2}_{-0,1} & (th) & = & 1,0 & \pm 1,6 \\
\mu_{ZH} & = & 0,1 & ^{+\ 3,6}_{-\ 0,1} & (stat) & ^{+0,7}_{-0,0} & (syst) & ^{+0,1}_{-0,0} & (th) & = & 0,1 & ^{+\ 3,7}_{-\ 0,1} \\
\mu_{ttH} & = & 1,6 & ^{+\ 2,6}_{-\ 1,8} & (stat) & ^{+0,6}_{-0,4} & (syst) & ^{+0,5}_{-0,2} & (th) & = & 1,6 & ^{+\ 2,7}_{-\ 1,8}
\end{array}$$

L'étude du spin rejette l'hypothèse de spin 2 à 99 % CL. La parité impaire (état 0^-) est exclue à plus de 98 % CL. Dans le cadre des incertitudes théoriques et expérimentales contemporaines à cette analyse, tant les canaux présentant l'excès par rapport à l'hypothèse bruit de fond seul, que la masse et la force de signal mesurées, les couplages, les nombres quantiques (J^{PC}), les modes de production, les sections efficaces fiducielles et différentielles, sont compatibles avec le boson de Higgs du Modèle Standard.

Mots clés : LHC - ATLAS - boson de Higgs - Modèle Standard - photon - calorimètre électromagnétique

Abstract

In the context of particle physics, within the ATLAS experiment at LHC, this document presents the discovery of a particle compatible with the Higgs boson by the combination of several decay channels, with a mass of the order of 126 GeV. With an increased statistics, that is the full set of data collected by the ATLAS experiment at LHC during the years 2011 ($L = 4.5\ fb^{-1}$ at $\sqrt{s} = 7\ TeV$) and 2012 ($L = 20.3\ fb^{-1}$ at $\sqrt{s} = 8\ TeV$), the particle is also discovered individually in the channel $H \to \gamma\gamma$ with an observed significance (respectively expected) of 5.2 σ (respectively 4.7 σ).

The analysis dedicated to the measurement of the mass (m_H) and signal strength (μ) in the channel $H \to \gamma\gamma$ gives the measurement :

$$m_H = 125.98 \pm 0.42\ (stat) \pm 0.28\ (syst)\ GeV \quad (5)$$

$$\mu = 1.29 \pm 0.30 \quad (6)$$

and the constraint on the width Γ_H of the Higgs decay of 5.0 GeV at 95 % CL.

The mass combination of 2011 and 2012 campaigns for the $H \to \gamma\gamma$ and $H \to 4l$ channels gives the measurement :

$$m_H = 125.36 \pm 0.37\ (stat) \pm 0.18\ (syst)\ GeV \quad (7)$$

The analysis dedicated to the measurement of the production modes in the channel $H \to \gamma\gamma$ gives the measurements :

μ_{ggF}	=	1.32	± 0.32	$(stat)$	$^{+0.13}_{-0.09}$	$(syst)$	$^{+0.19}_{-0.11}$	(th)	=	1.32	± 0.38
μ_{VBF}	=	0.8	± 0.7	$(stat)$	$^{+0.2}_{-0.1}$	$(syst)$	$^{+0.2}_{-0.3}$	(th)	=	0.8	± 0.7
μ_{WH}	=	1.0	± 1.5	$(stat)$	$^{+0.3}_{-0.2}$	$(syst)$	$^{+0.2}_{-0.1}$	(th)	=	1.0	± 1.6
μ_{ZH}	=	0.1	$^{+\ 3.6}_{-\ 0.1}$	$(stat)$	$^{+0.7}_{-0.0}$	$(syst)$	$^{+0.1}_{-0.0}$	(th)	=	0.1	$^{+\ 3.7}_{-\ 0.1}$
μ_{ttH}	=	1.6	$^{+\ 2.6}_{-\ 1.8}$	$(stat)$	$^{+0.6}_{-0.4}$	$(syst)$	$^{+0.5}_{-0.2}$	(th)	=	1.6	$^{+\ 2.7}_{-\ 1.8}$

The spin study rejects the hypothesis of spin 2 at 99 % CL. The odd parity (spin-parity 0^- state) is excluded at more than 98 % CL. Within the theoretical and experimental uncertainties accessible at the time of the analysis, all results : channels showing the excess with respect to the background only hypothesis, measured mass and signal strength, couplings, quantum numbers (J^{PC}), production modes, fiducial and differential cross-sections, are compatible with the Standard Model Higgs boson.

Keywords : LHC - ATLAS - Higgs boson - Standard Model - photon - electromagnetic calorimeter

Erratum

L'ordre des dessins (Fig. 1.14) pour l'illustration de vulgarisation de la violation de CP a été corrigé.

La formule pour le couplage Zff (Tab. 1.8) a été corrigée.

La formule pour le couplage gqq (Tab. 1.10) a été corrigée.

Les formules de $p0$ en page 285 ont été corrigées.

Introduction

Un des problèmes de la physique des particules est de comprendre le phénomène permettant de donner une masse aux particules. Une solution prometteuse est le mécanisme de Brout-Englert-Higgs qui prédit, dans la version du Modèle Standard, l'existence d'un boson scalaire. Dans le contexte du généreux héritage des résultats de physique obtenus par ses prédécesseurs (LEP, Tevatron, etc.), l'accélérateur LHC et les expériences généralistes associées (ATLAS, CMS) ont permis par leur fonctionnement remarquable de découvrir en juillet 2012 un boson à une masse de l'ordre de 126 GeV. Le canal de désintégration $H \to \gamma\gamma$, très prometteur dans la région de basse masse, a joué un rôle important dans la combinaison ayant permis la découverte, avant de devenir, après augmentation de la luminosité intégrée, un canal d'observation individuel.

Le premier chapitre propose un panorama du Modèle Standard de la physique des particules et sa contruction théorique basée sur les théories de jauge. Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs permettant une brisure spontanée de symétrie est exposé, suivi de la phénoménologie du boson de Higgs. Une revue non exhaustive du succès du Modèle Standard est présentée, ainsi que des observations expérimentales laissant présager l'existence d'une physique au-delà.

Le deuxième chapitre présente l'accélérateur LHC et la physique mise en jeu lors des collisions protons-protons dans un contexte de haut empilement. Les différentes parties du détecteur ATLAS sont décrites, notamment le calorimètre électromagnétique permettant de reconstruire les photons.

Le troisième chapitre décrit les méthodes de reconstruction des divers objets de physique, la qualité des données, les stratégies de sélection, la lutte contre le bruit de fond et son évaluation, ainsi que les techniques d'analyse.

Le quatrième chapitre expose la méthodologie statistique utilisée dans le cadre des recherches au LHC. La construction du test statistique est présentée. Son utilisation est illustrée par les mesures de limites d'exclusion d'un phénomène ou au contraire de l'observation d'une déviation par rapport à la prédiction de l'absence d'un phénomène.

Le cinquième chapitre propose un brève revue des canaux de désintégration privilégiés pour la recherche expérimentale du Higgs dans ATLAS, et de ses stratégies de réduction du bruit de fond. Différents résultats sont présentés, notamment la combinaison de l'été 2012

aboutissant à la découverte du boson, ainsi que les résultats combinés de la mesure des couplages du Higgs aux autres particules.

Le sixième chapitre présente la méthodologie et les analyses permettant les premières mesures du bruit de fond au canal $H \to \gamma\gamma$: de l'observation de la production des photons directs $(\gamma + X)$ aux diphotons $(\gamma\gamma + X)$, jusqu'à la mesure de la composition du bruit de fond à l'analyse $H \to \gamma\gamma$.

Le septième chapitre expose les techniques de reconstruction du vertex et de la direction des photons, permettant de reconstruire la masse invariante du système diphotons.

Le huitième chapitre présente la recherche du canal $H \to \gamma\gamma$, de la sélection à la catégorisation pour améliorer la sensibilité de la découverte ou des mesures, aux résultats expérimentaux. L'historique des analyses est retracé, des premières limites à la première exclusion d'un domaine de masse, du premier excès significatif à l'annoncement de la découverte.

Une conclusion propose un bilan des résultats ainsi que les prospectives sur l'avenir du canal $H \to \gamma\gamma$ et ses variantes.

L'annexe contient l'activité de recherche de l'auteur de ce manuscrit.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et au-delà

1.1 Introduction

Au cours de la recherche par l'Homme à comprendre la nature de la nature, il est apparu que la matière et les interactions qui la gouvernent peuvent être décrites à partir de constituants fondamentaux en nombre restreint : les particules [1]. La discipline dans laquelle s'insèrent ces études est la physique des particules. Un cadre théorique existe, communément appelé Modèle Standard [2]. Bien qu'imparfait, il constitue la meilleure description globale des phénomènes observés de cette thématique jusqu'à l'automne 2009, période de démarrage effective du LHC. Les différents domaines de la physique des particules sont qualifiés de secteurs, avec des recouvrements possibles : secteur de jauge, secteur QCD, électrofaible, du Higgs, de la saveur, des K, des B, de la violation de CP, etc.

1.2 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires constituent la matière et véhiculent les interactions. Les particules instables, de largeur de désintégration non nulle, se désintègrent en d'autres particules après un temps caractéristique de l'interaction mise en jeu. Sauf mention contraire, le Modèle Standard est considéré par défaut dans le manuscrit.

1. Les particules élémentaires, non composées de sous-particules à l'état actuel des connaissances, sont distinctes des particules composites.

2. Historiquement, le terme de Modèle Standard a été introduit par Weinberg dans la thématique de la cosmologie : ≪The preceding summary describes what may be called the "standard model" of the universe, based on the Cosmological Principle and Einstein's field equations ≫ [1], puis introduit par Weinberg dans la thématique de la physique des particules [2], et adopté peu à peu par la communauté en physique des particules devant le succès grandissant de la théorie décrivant les interactions électrofaible et forte.

Le terme de Modèle Standard est parfois utilisé dans la littérature pour signifier ≪Modèle Standard électrofaible≫, sans inclure l'interaction forte. Il est parfois également utilisé au sens de ≪théorie démontrée expérimentalement jusqu'à présent≫ et dans cette approche spécifique, n'inclut pas le boson de Higgs. Dans ce document, l'usage le plus courant de la communauté est adopté pour ce terme, c'est-à-dire l'ensemble du modèle électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$, de l'interaction forte $SU(3)_C$ et du mécanisme de Brout-Englert-Higgs pour obtenir des masses aux particules.

1.2.1 Les constituants de la matière

Dans le Modèle Standard, la matière peut être décrite par un nombre limité de constituants de spin [3] demi-entier (1/2, 3/2, 5/2, etc.) appelés fermions, ceux élémentaires ayant un spin 1/2. Ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, c'est-à-dire qu'ils respectent le principe de Pauli : ils ne peuvent pas exister dans le même état quantique.

Chaque fermion possède sa propre antiparticule, obtenue en inversant le signe de ses propriétés (nombres quantiques) par la symétrie de conjugaison de charge C, et sa chiralité [4] par la symétrie de parité P. Les transformations de charge C, inversant la charge, de parité P, de temps [5] T inversant le temps peuvent être combinées, avec conservation du produit CPT dans le cadre du Modèle Standard. Lorsque particules et antiparticules interagissent, elles se transforment en énergie pouvant donner à nouveau des particules de matière et antimatière, identiques ou différentes suivant la probabilité de chaque processus.

Deux types de fermions existent : les leptons [6] et les quarks. Les leptons sont des particules fondamentales existant à l'état libre. Ils sont constitués de trois états différents ou saveurs, donnant lieu à un nombre leptonique correspondant conservé : électronique, muonique, tauique. Ces particules sont les leptons chargés : l'électron e (découvert en 1897 par Thomson [3]), le muon μ (découvert en 1937 par Neddermeyer et Anderson [4]), le tau τ (découvert en 1975 par Perl [5]), et les leptons neutres constitués par les neutrinos associés : neutrino électronique ν_e (découvert en 1956 par Cowan et Reines [6, 7]), neutrino muonique ν_μ (découvert en 1962 par Lederman, Schwartz, Steinberger, [8]), neutrino tauique ν_τ (découvert en 2000, [9]). Initialement, les neutrinos étaient supposés de masse nulle. Mais en 1998, l'expérience Super-Kamiokande [10] prouve l'existence d'oscillations de saveurs des neutrinos. Les quarks sont des particules fondamentales n'existant pas à l'état libre et possédant une charge électrique fractionnaire. Ils sont classés en six saveurs (et leur antiparticules), appelées par masse croissante : up u et down d (découverts en 1969 [11, 12]), strange s (découverts en 1969 [11, 12] mais une indication de l'existence de matière étrange avait été donnée en 1947 : [13]), charm c (découvert en 1974 par

3. Le spin correspond à la façon dont agit une transformation de Lorentz sur la particule. Une image de vulgarisation est qu'une particule de spin 0 (scalaire) est invariante sous une transformation de Lorentz. Ainsi, une particule scalaire se désintègre de façon isotropique. De façon similaire, une particule respectivement de spin 1/2, 1 (vecteur), 3/2, 2 (tenseur) est invariante sous une rotation de respectivement 4π, 2π, $3\pi/2$, π.

4. La chiralité représente la propriété d'identité ou non de l'image d'un objet par un miroir. Au point de vue formel en physique des particules, la chiralité est la valeur propre de l'opérateur γ_5 : +1 ou -1. L'hélicité est la projection du spin de la particule sur la direction de la quantité de mouvement : $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}/|\vec{p}|$: gauche (L pour Left) lorsque spin est de sens contraire à l'impulsion, droite (R pour Right) lorsqu'il est de même sens. Dans le cas limite d'une particule de masse nulle, chiralité et hélicité se confondent.

5. à ne pas confondre avec l'opérateur T introduit dans le cadre de la matrice de diffusion.

6. du grec *leptos* : léger, origine liée à la masse faible des leptons dans les débuts historiques, bien que la masse de certains leptons se soit avérée plus élevée que certains hadrons (*hadros*=lourd).

Richter et Ting, [14, 15], avec une première indication oubliée dans l'histoire en 1971 par Niu, [16]), bottom b (découvert en 1977 par Lederman, [17]), top t (découvert en 1995 par les expériences CDF et D0 [18, 19]). Un nombre quantique, dit baryonique, conservé, est associé aux quarks. Il existe trois familles de fermions, chacune d'elles contenant deux leptons et deux quarks (Tab. 1.1).

$1^{\text{ère}}$ famille		$2^{\text{ème}}$ famille		3^{e} famille	
ν_e	$< 2,5\ eV$	ν_μ	$< 170\ keV$	ν_τ	$< 18\ MeV$
e	$0,511\ MeV$	μ	$105,7\ MeV$	τ	$1,777\ GeV$
u	$1,7 - 3,1\ MeV$	c	$1,18 - 1,34\ GeV$	t	$172,9\ GeV$
d	$4,1 - 5,7\ MeV$	s	$80 - 130\ MeV$	b	$4,19\ GeV$

Tableau 1.1 – *Familles et masses des fermions fondamentaux.*

La différence entre les 3 familles se fait par la masse des particules mais aussi les couplages avec les autres particules. Par exemple, l'interaction faible, définie ultérieurement, couple préférentiellement les particules d'une même famille. La première famille représente la matière stable existant à l'état ordinaire sur Terre. Les autres particules peuvent exister de façon naturelle dans les rayons cosmiques, et de façon artificielle par production par des accélérateurs de particules. Les particules de la deuxième et troisième famille se désintègrent ou se transforment ensuite vers les particules stables.

1.2.2 Les particules d'interaction

Les constituants élémentaires de la matière que constituent les quarks et leptons sont soumis à quatre interactions fondamentales. Classées par intensité décroissante, ce sont l'interaction forte, électromagnétique, faible et gravitationnelle. Les interactions sont réalisées par l'échange [7] de particules élémentaires de spin entier : les bosons de jauge. Les bosons obéissent à la statistique de Bose-Einstein : ils peuvent occuper un même état quantique. La caractéristique que portent les bosons de jauge, permettant de véhiculer une force, est la charge. Ce terme est une extension de la charge électrique pour les différentes interactions : par exemple charges faible et forte respectivement pour l'interaction faible et forte. L'échange de charges lors d'une interaction est un courant, par analogie avec le courant électrique.

7. Une image de vulgarisation utilisée dans la communauté pour expliquer qu'une particule peut véhiculer une interaction est d'appliquer le principe d'action-réaction à deux individus (représentant les fermions) s'échangeant des objets (représentant les bosons de jauge). L'échange de ballons permet par exemple une force répulsive, tandis que l'échange de boomerang permet, avec de l'imagination et sans rigueur absolue, une force attractive pour deux individus dos à dos.

Le tableau 1.2 présente les caractéristiques des interactions.

	charge(×e)	masse	interaction	portée	intensité relative
gluon g	0	0	forte	$\sim$ 1,5 fm	1
photon γ	0	0	électromagnétique	∞	$\sim 10^{-3}$
Z^0	0	$\sim 91\ GeV$	faible	$\sim 10^{-3}$ fm	$\sim 10^{-5}$
W^+	1	$\sim 80\ GeV$			
W^-	-1	$\sim 80\ GeV$			
graviton	0	0	gravitationnelle	∞	$\sim 10^{-38}$

Tableau 1.2 – *Panorama des bosons de jauge et leurs propriétés. Le graviton n'a pas été découvert à la période contemporaine à ce manuscrit.*

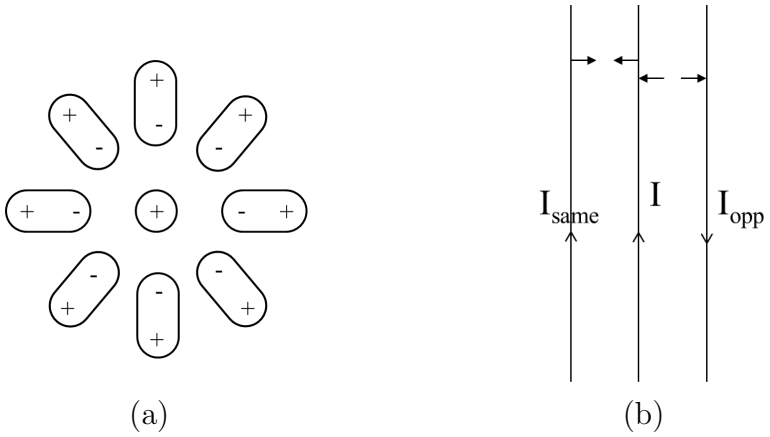
L'interaction gravitationnelle, la plus faible des interactions de la nature, non inclue dans le Modèle Standard, attractive, agit sur tous les fermions de masse non nulle. Bien que négligeable à l'échelle microscopique devant les autres interactions, notamment aux énergies de l'ordre du TeV explorées à l'ère du LHC, elle est dominante à l'échelle cosmique car de portée infinie et sans force qui la contrebalance [8]. Le graviton, particule de spin 2 et de masse nulle, est le candidat véhiculant cette interaction. Il n'a pas été mis en évidence à l'ère du démarrage effectif du LHC. L'interaction faible agit sur tous les fermions. Initialement introduite pour décrire la radioactivité β (découverte en 1898 par Rutherford), elle est également utile pour décrire des thématiques diverses, comme la physique du Higgs, la physique de la saveur. Trois bosons véhiculent l'interaction faible : W^+, W^- (découverts en 1983 par les expériences UA1 et UA2 [20, 21]), Z^0 (découvert en 1983 par les expériences UA1 et UA2, [22, 23]), très massifs : de l'ordre de 80 GeV pour le W et 91 GeV pour le Z, d'où une portée faible. Le boson de Higgs est également une particule d'interaction de l'interaction faible. L'interaction électromagnétique, responsable de nombreux phénomènes macroscopiques (chimie, électromagnétisme, lumière, physique atomique), agit sur les particules chargées électriquement. Cette force est attractive pour des particules de charges opposées et répulsive pour des charges identiques. Le photon (découvert en 1923 par Compton [24]), de masse nulle, véhicule cette interaction de portée infinie, suivant une loi en $1/r^2$. L'interaction forte, responsable de la physique nucléaire, en particulier de la cohésion des nucléons et du noyau, agit sur les quarks, antiquarks et gluons. Les médiateurs sont les gluons (découverts en 1979 par l'accélérateur Petra, [25–28]), particules de masse nulle et de spin 1, porteurs de deux charges (une de couleur, une d'anticouleur). La portée de l'interaction forte est de l'ordre de 10^{-15} m et décroît exponentiellement au-delà.

8. Le photon pour l'électromagnétisme est également de portée finie mais les charges électriques dans le cosmos se neutralisent.

La force des interactions varie avec l'énergie suivant une équation différentielle dite du groupe de renormalisation. La connaissance de la constante de couplage à une énergie donnée et des masses des particules médiatrices permettent de déduire celle prédite à une autre énergie. Le développement à l'ordre le plus bas de la constante de couplage est le terme logarithme dominant (leading log). Pour l'électromagnétisme, l'évolution de la constante de couplage s'écrit à l'énergie q en fonction de celle à l'énergie μ :

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - (1/\pi)\alpha(\mu^2) ln(q^2/\mu^2)} \tag{1.1}$$

Cette évolution peut s'interpréter par l'exemple d'une particule test immergée dans un diélectrique [9] (Fig. 1.1a). Les atomes du milieu se polarisent, provoquant un effet d'écrantage qui diminue la constante de couplage avec la distance, donc l'augmente avec l'énergie. Cet effet est possible par polarisation du vide, c'est-à-dire l'émission et la réabsorption de particules virtuelles. La portée d'une interaction est en général une fonction inverse de la masse de la particule médiatrice. Ainsi, comme le gluon est de masse nulle, on pourrait s'attendre intuitivement à une portée infinie de l'interaction forte. En fait, la théorie sous-jacente, dite chromodynamique quantique (QCD pour Quantum Chromo Dynamics), montre que la constante de couplage entre les quarks augmente avec la distance qui les sépare par un effet d'anti-écrantage (Fig. 1.1b) lié à l'auto-couplage des gluons par la charge de couleur, en plus de l'effet d'écrantage des boucles de fermions (quarks), de sorte que la portée de l'interaction forte est limitée (confinement), de l'ordre du fm, ce qui correspond à une échelle d'énergie $\Lambda_{QCD} \approx 200\ MeV$.



(a) (b)

FIGURE 1.1 – *Illustration de (a) l'écrantage de la charge électrique d'une particule test, au centre de la figure (a), immergée dans un diélectrique. (b) Illustration de l'effet d'anti-écrantage magnétique en physique générale.*

9. milieu ne contenant pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique.

La conséquence est une diminution de la constante de couplage de l'interaction forte avec l'énergie, c'est-à-dire que, dans le cas limite des très faibles distances, les quarks se comportent comme des particules libres, phénomène appelé la propriété de liberté asymptotique et vérifiée (Fig. 1.2) expérimentalement.

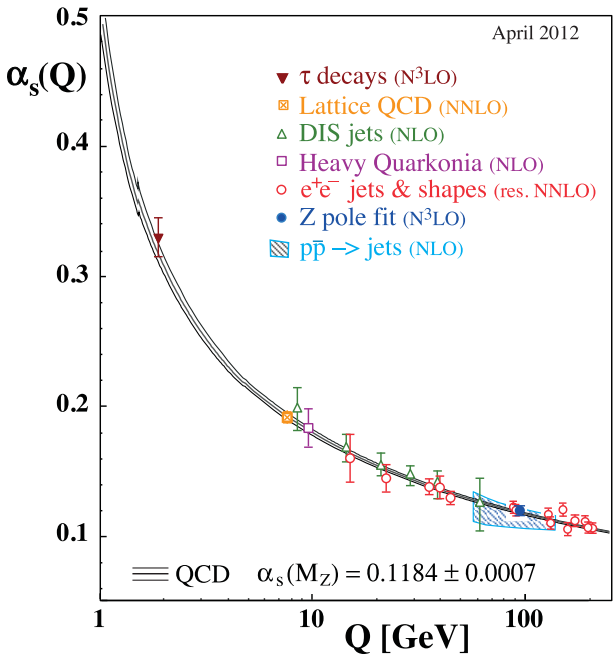


FIGURE 1.2 – *Mesures de α_s en fonction de l'échelle d'énergie, montrant le phénomène de liberté asymptotique. Source : [29].*

En effet, à grande énergie ou faible distance, l'équation de l'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte avec l'échelle d'énergie μ_R fait intervenir un signe négatif pour des termes positifs :

$$\mu_R^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu_R^2} = \beta(\alpha_s) = -(b_0\alpha_s^2 + b_1\alpha_s^3 + b_2\alpha_s^4 + \cdots) \tag{1.2}$$

avec
$b_0 = (33 - 2n_f)/(12\pi)$, $b_1 = (153 - 19n_f)/(24\pi^2)$, $b_2 = (2857 - \frac{5033}{9}n_f + \frac{325}{27}n_f^2)/(128\pi^3)$, et $n_f = 6$ est le nombre de saveurs de quarks.

L'évolution de la force de la constante de couplage de l'interaction est de la forme :

$$\alpha_S(q^2) = \frac{1}{B\ ln(q^2/\Lambda^2)} \tag{1.3}$$

avec $B = \frac{7}{4}\pi$ et $\Lambda^2 = \mu^2 \exp\{-1/[B\alpha_S(\mu^2)]\}$. Dans la limite où l'énergie q^2 tend vers l'infini, α_S tend vers 0 : c'est la liberté asymptotique.

Le potentiel d'interaction entre quarks augmente approximativement de façon linéaire avec leur séparation. Au-delà d'un certain seuil de séparation, la création d'une paire quark-antiquark (Fig. 1.3) par polarisation du vide est énergétiquement plus favorable que l'augmentation du potentiel d'interaction. Ainsi, les quarks ne peuvent pas exister à l'état libre [10] et sont confinés dans des états liés : les hadrons. Ce phénomène, dit non préférentiellement hadronisation ou fragmentation, intervient dans le régime non perturbatif en dessous de l'échelle QCD ($\Lambda_{QCD} \approx 200\ MeV$) et engendre l'observation, à la place des constituants des hadrons (partons : quarks et gluons), d'un ensemble collimaté de particules sous la forme de cônes, dits jets.

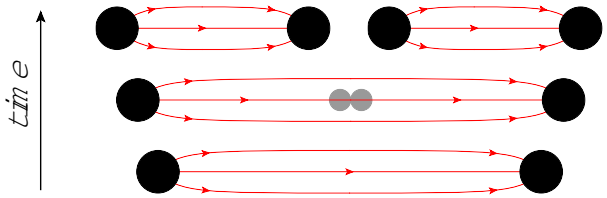


FIGURE 1.3 – *Illustration de la brisure des tubes de flux par la formation d'une paire de quark-antiquarks. Source : [29].*

La figure 1.4 présente les couplages possibles entre particules de matière et d'interaction dans le cadre du Modèle Standard.

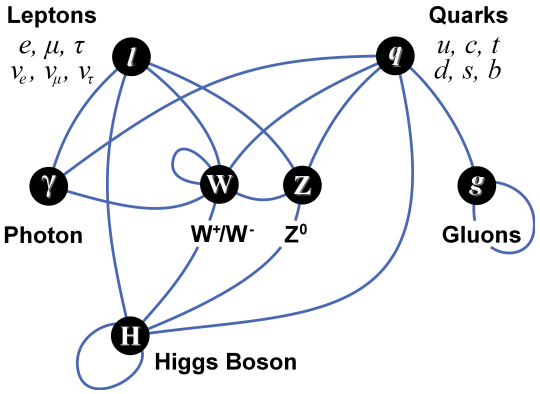


FIGURE 1.4 – *Couplages possibles entre particules du Modèle Standard. Source : [30].*

1.3 Spin, parités intrinsèque et de conjugaison de charge

Aux opérations de parité, inversant les coordonnées d'espace, et de conjugaison de charge sont associées des valeurs propres de parité intrinsèque P et de parité de conjugaison de charge C. Une particule de spin J peut s'écrire sous la notation J^{PC}. Différentes appellations caractérisent la particule suivant le spin et la parité : 0^+ : scalaire, 0^- : pseudo-scalaire, 1^+ : pseudo-vecteur, 1^- : vecteur, 2^+ : tenseur, 2^- : pseudo-tenseur.

10. sauf à haute énergie dans le cas du plasma quark/gluons.

1.4 Les particules composites

Devant l'augmentation du nombre de particules observées expérimentalement dans l'histoire de la physique des particules, il est apparu naturel de les classer comme différents états d'une même particule, ou d'émettre l'hypothèse que certaines puissent être composites. La théorie des groupes, qui formalise les ensembles d'éléments et les lois internes sur les éléments, et avait déjà obtenu un succès en cristallographie, a joué un rôle important dans la classification des particules, puisque des propriétés similaires impliquent l'existence d'une symétrie sous-jacente. Dans ce cadre, les symétries d'espace sont remplacées par des symétries internes. Les transformations de groupe peuvent passer d'un état représentatif d'une propriété (nombre quantique) à un autre état. Les groupes de Lie, développés vers 1873 et dont la classification complète est obtenue par les travaux de Killing vers 1890 et Cartan vers 1894, sont des groupes continus dont les opérations sont différentiables, développés historiquement pour classer et étudier les propriétés des différentes formes des équations différentielles. Les générateurs permettent d'obtenir les éléments du groupe de Lie, tandis que le rang est le nombre de générateurs commutant mutuellement, c'est-à-dire en quelque sorte le nombre de propriétés distinctes. Une combinaison non linéaire des générateurs qui commute avec ceux-ci forme les opérateurs de Casimir, dont le nombre est égal au rang du groupe. Pour les groupes [11] $SU(n)$, il y a $n^2 - 1$ générateurs et le rang est $n - 1$. Une représentation est un ensemble de matrices agissant sur le groupe. Une représentation est dite réductible si elle peut s'écrire comme une somme directe de sous-représentations, irréductible dans le cas inverse.

En 1932, compte tenu des masses voisines du proton et neutron, et propriétés similaires vis-à-vis de l'interaction nucléaire (interaction forte), Heisenberg [31] postule l'existence d'un groupe de symétrie, c'est-à-dire qu'ils sont deux états distincts d'une même particule, le nucléon. Le concept de spin isotopique (isospin fort) est introduit, avec le groupe $SU(2)$ de rang 1 : proton et neutron sont deux projections d'un même multiplet d'isospin 1/2. Fermi et Yang [32] proposent que les pions sont des états liés formés d'un nucléon et d'un anti-nucléon. En 1956, Sakata [33] étend le modèle de Fermi-Yang en postulant que tous les hadrons sont constitués d'éléments parmi proton, neutron et la particule Λ. Les hadrons connus alors pouvant être classés en fonction des propriétés d'isospin et d'étrangeté, l'existence de propriétés communes ont suggéré une symétrie sous-jacente. En accord avec l'existence de ces deux propriétés, outre une masse similaire pour les hadrons d'un même multiplet d'isospin, et compte tenu que la charge des particules est directement liée à ces deux propriétés par la formule de Gell-Mann, Nishijima [34, 35] : $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$, valide pour les trois quarks les plus légers [12], où $Y = B + S$ est l'hypercharge forte, T_3 la projection d'isospin, B le nombre baryonique, expérimentalement conservé [36], Neeman cherche un groupe de Lie de rang 2 (Fig. 1.5). Par la comparaison de la classification des

11. Un groupe s'écrit souvent sous la forme de sa dimension (X), précédée de ses propriétés : O pour orthogonal, c'est-à-dire que les vecteurs propres sont indépendants entre eux, U pour unitaire, c'est-à-dire tel que $UU^\dagger = U^\dagger U = \mathbb{1}$, S pour spécial, c'est-à-dire tel que le déterminant est égal à 1.

12. voir la formule généralisée aux six quarks dans la section 1.5

hadrons avec les diagrammes des racines des groupes candidats, c'est-à-dire les configurations géométriques des vecteurs de la représentation irréductible, il constate [37] que le groupe $A2$, qui est le groupe $SU(3)$, correspond à la classification de certaines particules. Gell-Mann parvient simultanément à la même conclusion, appelée sous le nom de la voie octuple [38].

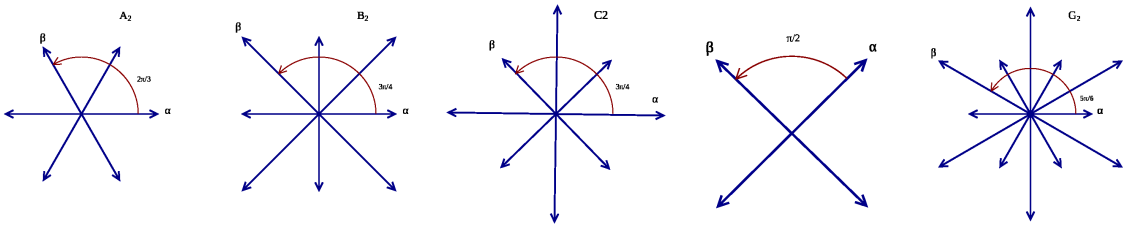


FIGURE 1.5 – *Diagramme des racines des matrices de rang 2 : A_2, B_2, C_2, D_2, G_2. Ce sont les vecteurs de base pouvant être combinés. Les groupes de Lie B_2 et C_2 sont similaires par une rotation de $\pi/4$ et une échelle de $\sqrt{2}$. Source : [39].*

Le classement des hadrons dans le groupe $SU(3)_f$ dit de saveur (f pour flavor) est présenté sur la figure 1.6. Le modèle est prédictif puisqu'il permet d'anticiper l'existence et les propriétés de nouvelles particules par rapport à celles connues à son établissement, en termes de charge, isospin, étrangeté, mais également masse, à partir de la formule de Gell-Mann-Okubo [38, 40], comme c'est le cas pour les hadrons découverts ultérieurement : ω^0 [41], η^0 [42], ϕ^0 [43], Ω^- [44], η' [45].

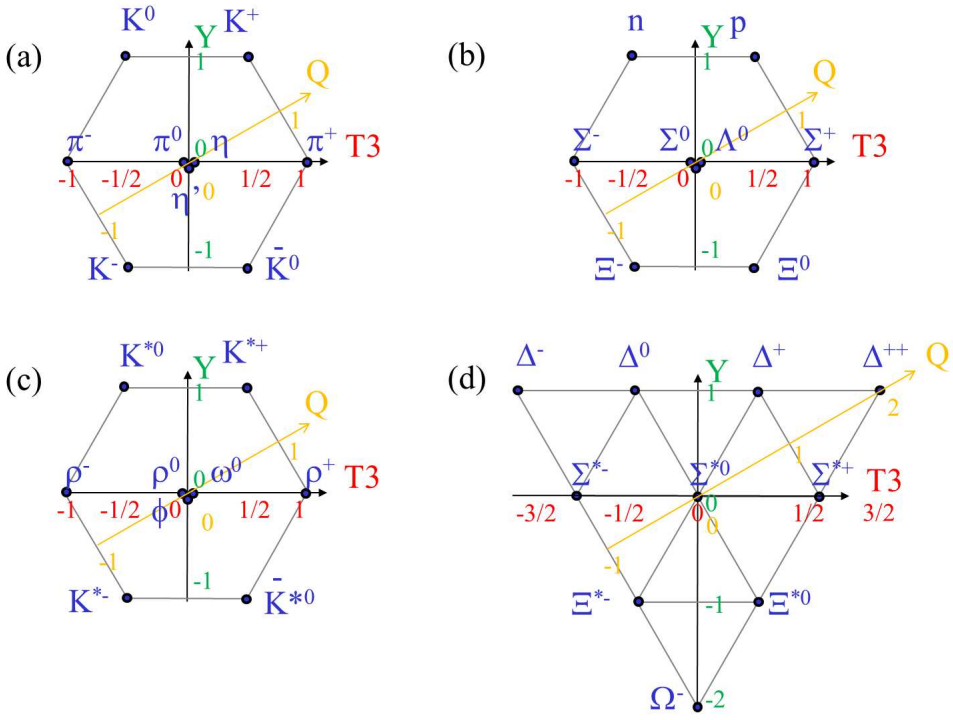


FIGURE 1.6 – *Hadrons (a) $J = 0^-$, (b) $J = 1/2^+$, (c) $J = 1^-$, (d) $J = 3/2^+$. Le nonet du diagramme (a) se décompose en un singulet, constitué de η' et d'un octuplet.*

A partir de la classification $SU(3)$ de saveur, Gell-Man [46, 47] et Zweig [48] ont montré que les hadrons contemporains à leur recherche pouvaient être formés de particules fondamentales, les quarks, en nombre de trois : u, d, s, d'isospin et hypercharge fortes respectives $(1/2, 1/3)$, $(-1/2, 1/3)$, $(0, -2/3)$. Parmi ceux-ci, les quarks u et d forment un doublet d'isospin. A partir de deux quarks le produit direct permet de former les mésons (Fig. 1.7), sous la forme d'un singulet et d'un octet de particules : $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$, tandis que les baryons (Fig. 1.8) sont formés comme le produit direct de trois quarks, formant un décuplet, deux octets et un singulet de particules : $3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$.

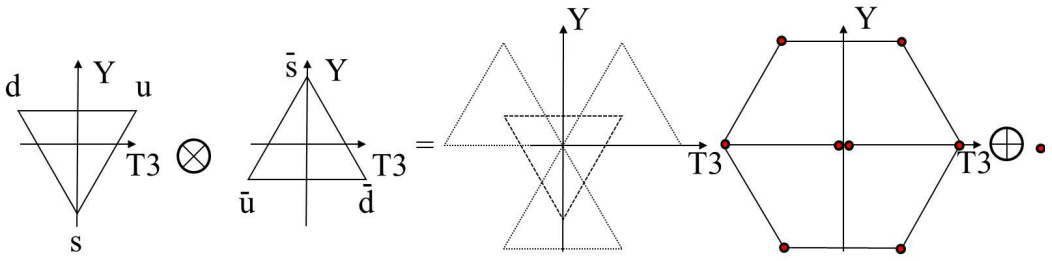


FIGURE 1.7 – *Construction de particules composites à deux quarks, à partir des trois quarks u, d, s.*

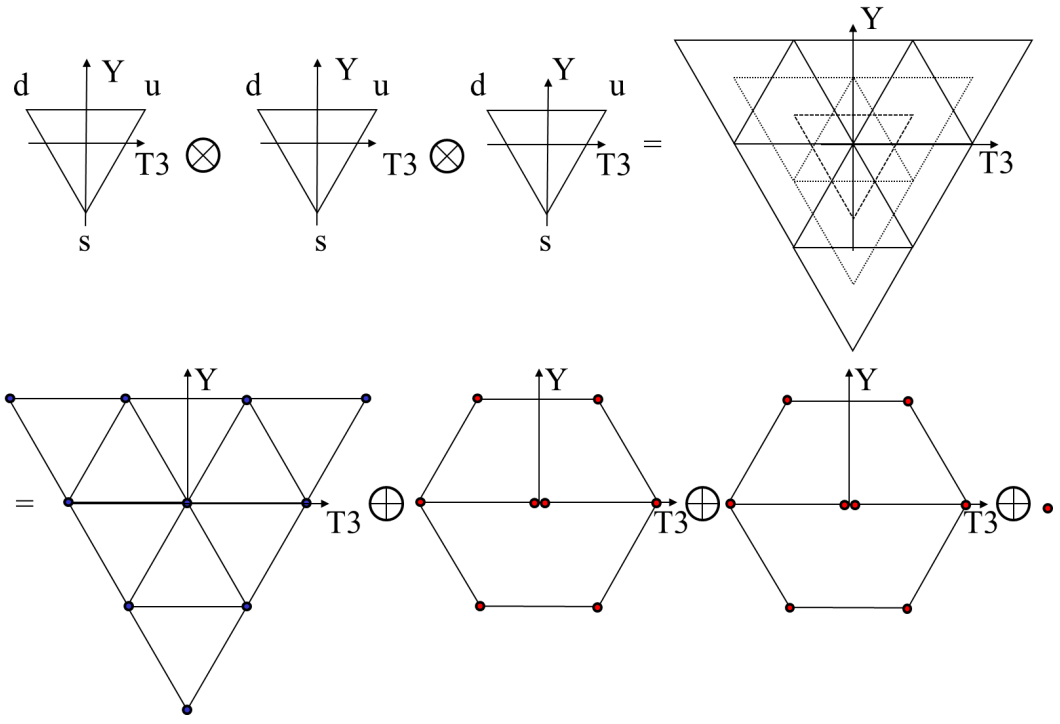


FIGURE 1.8 – *Construction de particules composites à trois quarks, à partir des trois quarks u, d, s.*

Ainsi, différents types de hadrons existent : les mésons, de spin entier, formés d'un quark et d'un antiquark, les baryons, de spin demi-entier, formés de trois quarks comme les nucléons (protons et neutrons). Les mésons peuvent avoir deux valeurs de spin suivant si les spins sont alignés ou antialignés. On distingue l'octet des mésons pseudo-scalaires [13] $J = 0^-$ et les mésons vecteurs $J = 1^-$. Les baryons peuvent avoir, en combinant les spins des 3 quarks, deux valeurs de spin possibles. Deux familles sont distinguées : le décuplet (10 particules) des baryons $J = 3/2^+$ et l'octet (8 particules) des baryons $J = 1/2^+$. D'autres états multiplets sont proposés par la théorie : 4 quarks (tetraquarks, groupe $SU(4)_f$, Fig. 1.9), 5 quarks (pentaquarks, groupe $SU(5)_f$), 6 quarks (hexaquarks, groupe $SU(6)_f$).

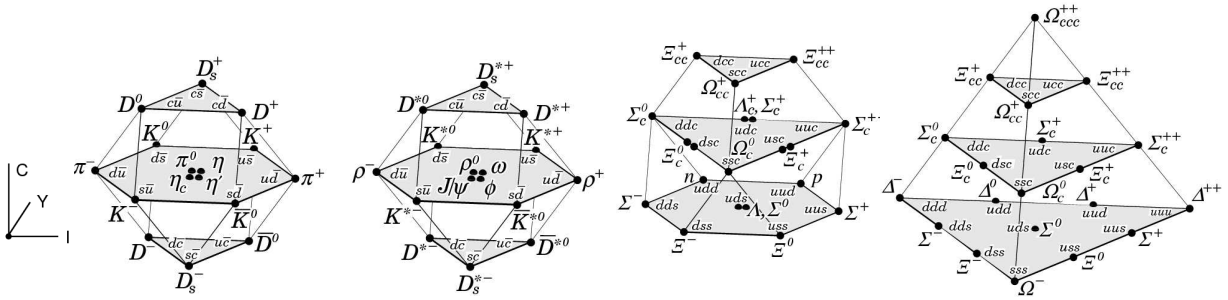


FIGURE 1.9 – *Classification des particules constituées de quarks u, d, s, c en fonction de l'isospin I, le nombre de charm C et l'hypercharge Y, dans le groupe $SU(4)_f$. Source : [49].*

En 2003, l'expérience Belle [50] suggère avoir observé l'état de tetraquarks. L'expérience Belle observe un nouvel état de tetraquarks en 2007 [51], résultat confirmé par LHCb en 2014 [52] avec une significance de $13,9\ \sigma$. En 2003, l'expérience LEPS [14] [53] affirme avoir observé l'état de pentaquarks, mais l'interprétation est controversée par la communauté scientifique, puisque dix autres expériences l'ont recherché sans succès. Le quark top étant de masse très élevée, les hadrons avec des quarks top, comme le toponium $t\bar{t}$ ne sont pas observés à l'état actuel des connaissances, en raison de leur durée de vie trop brève. Aussi, les états multiplets au-dessus de trois quarks sont loins d'être une certitude au moment du démarrage du LHC. Les quarks de valence sont les constituants stables de l'édifice : trois quarks pour les baryons, deux quarks pour les mésons. De plus, des paires particules/antiparticules, dites quarks de la mer, sont en permanence créées et annihilées dans les hadrons. Bien que cette catégorie de partons ne modifie pas les propriétés des hadrons, elle contribue à leur masse. Dans les hadrons, coexistent également les gluons, qui véhiculent l'interaction forte.

13. Les mésons pseudoscalaires sont des états scalaires de spin $J = 0$, mais avec une fonction d'onde de parité négative, contrairement à la parité d'une fonction d'onde scalaire.

14. à ne pas confondre avec l'accélérateur LEP.

La physique hadronique est la discipline étudiant ces édifices de matière et la manière dont les quarks s'unissent. L'analyse des propriétés des noyaux, systèmes plus complexes formés de l'association de protons et de neutrons, constitue la thématique de la physique nucléaire. Selon la théorie du big-bang, modèle de la genèse de l'Univers, la matière s'est structurée progressivement à partir d'un gaz primitif de particules élémentaires. L'emploi des connaissances de l'infiniment petit est de ce fait nécessaire pour comprendre le monde de l'infiniment grand et son histoire : premiers instants et évolution de l'Univers, formation, propriétés des étoiles et des galaxies, constituants de l'Univers (matière noire, énergie noire), et plus généralement l'astrophysique et la cosmologie.

La phénoménologie des baryons a nécessité l'introduction d'un nouveau nombre quantique, la couleur, par Greenberg en 1964 [54], qui possède trois valeurs symboliques possibles : rouge, vert et bleu, afin de résoudre l'apparente incompatibilité entre le spin et la statistique auquels obéissent certains baryons, par exemple l'existence de baryons contenant des quarks identiques. L'existence de la couleur a été démontrée expérimentalement par le rapport $R = \frac{\sigma(e^+e^- \to hadrons)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$ entre les sections efficaces de productions de hadrons et d'une production leptonique, choisie avec les muons. Ce rapport vaut $R = N_c \sum_i Q_i^2$ où le nombre de couleur prédit est $N_c = 3$, la charge des quarks, fractionnaire, étant $2/3$ pour les quarks u, c, t et $-1/3$ pour d, s, b, et évolue en fonction de l'énergie avec les quarks accessibles cinématiquement. Sous le seuil de production de résonance $c\bar{c}$, le rapport vaut donc $R = 3\left(\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2\right) = 2$. Au-dessus de ce seuil et en-dessous de celui de production de paire de quarks b, le rapport est $R = 3\left(\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2\right) = 3,33$. Au-dessus de ce seuil et en-dessous de celui de production de paire de quarks b, le rapport est $R = 3\left(\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2\right) = 3,66$.

Les mesures expérimentales (Fig 1.10) sont compatibles avec cette prédiction, en accord avec un nombre de couleurs de 3. Pour tenir compte de la conservation de la couleur, une nouvelle symétrie est introduite : $SU(3)_C$ où C est la couleur.

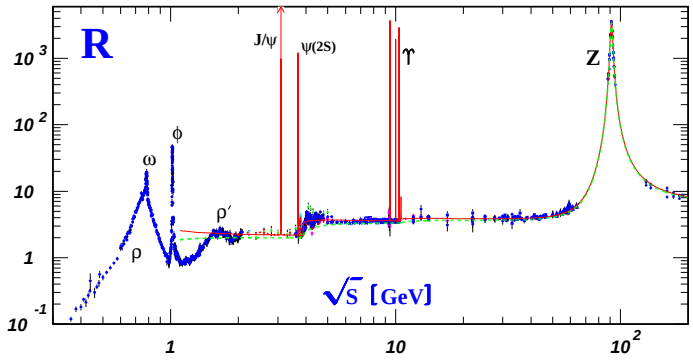


FIGURE 1.10 – *Rapport* $R = \frac{\sigma(e^+e^- \to hadrons)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$ *du taux de production de particules dans différents états finals, en fonction de l'énergie du centre de masse, illustant l'accord des données expérimentales avec l'hypothèse de l'existence de* 3 *couleurs pour les quarks. Source : [55].*

La première évidence des quarks est obtenue dans les années 1970 par Friedman, Kendall, Taylor par une expérience de diffusion inélastique consistant à collisionner des électrons sur une cible de noyaux. Les masses des quarks sont déduites des masses des hadrons qu'ils constituent. Les hadrons contenant un quark c, s ou b étant instables, on accède à la masse des états liés en étudiant leur produits de désintégration. Le quark top a une durée de vie très faible (10^{-24} s), de sorte qu'il se désintègre avant de s'hadroniser. Sa masse peut être déduite de l'étude de ses produits de désintégration.

1.5 Panorama des particules

Le tableau 1.3 présente les principales particules dans le cadre du Modèle Standard, suivant leur statistique de spin et s'ils interagissent par interaction forte ou non, avec distinction entre particules élémentaires (quarks, leptons, bosons de jauge et de Higgs) et particules composites (baryons, mésons). Des états instables de durée de vie très courte, dites résonances, peuvent exister dans des processus faisant intervenir l'interaction forte.

fermions			bosons		
leptons	quarks	baryons	bosons de jauge	bosons de Higgs	mésons
ν_e, ν_μ, ν_τ	u, c, t	p, n	$\gamma, W^\pm, Z^0, g$	H^0	$\pi, \eta, \rho, \omega, \phi$
e, μ, τ	d, s, b	$\Delta, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega, ...$			$K, D, B, ...$

Tableau 1.3 – *Classification des particules élémentaires (leptons, quarks, bosons de jauge, boson de Higgs) et non élémentaires (baryons, mésons) du Modèle Standard. Les charges des différents états d'un multiplet de particules ne sont pas exprimées.*

Les propriétés des différents fermions sont résumées dans le tableau 1.4.

$1^{\text{ère}}$ famille	$2^{\text{ème}}$ famille	3^{e} famille	Q	I	I_3	L_e	L_μ	L_τ	B	S	C	B'	T	Y
ν_e			0	-	-	1	0	0	0	0	0	0	0	-
e			-1	-	-	1	0	0	0	0	0	0	0	-
	ν_μ		0	-	-	0	1	0	0	0	0	0	0	-
	μ		-1	-	-	0	1	0	0	0	0	0	0	-
		ν_τ	0	-	-	0	0	1	0	0	0	0	0	-
		τ	-1	-	-	0	0	1	0	0	0	0	0	-
u			2/3	1/2	1/2	0	0	0	1/3	0	0	0	0	1/3
d			$-1/3$	1/2	$-1/2$	0	0	0	1/3	0	0	0	0	1/3
	s		$-1/3$	0	0	0	0	0	1/3	-1	0	0	0	$-2/3$
	c		2/3	0	0	0	0	0	1/3	0	1	0	0	0
		b	$-1/3$	0	0	0	0	0	1/3	0	0	-1	0	0
		t	2/3	0	0	0	0	0	1/3	0	0	0	1	0

Tableau 1.4 – *Panorama des fermions et leurs propriétés : charge Q, isospin fort I, projection d'isospin fort I_3 (notée parfois T_3, T_z, I_3 ou I_z dans la littérature ; dans ce tableau spécifique, la notation d'isospin T a été remplacée par I pour éviter la confusion avec le nombre quantique de top T), hypercharge forte Y. La formule de Gell-Mann-Nishijima $Q = I_3 + Y/2$, valide uniquement pour les trois quarks les plus légers, a été généralisée [56] aux six quarks par $Q = I_3 + \frac{Y}{2} + \frac{2}{3}C + \frac{1}{3}B' + \frac{2}{3}T$ avec l'hypercharge $Y = S + B - \frac{1}{3}(C - B' + T)$. On peut trouver dans la littérature, par exemple [57] page 210, formules XV.17, XV.18, la formule $Y \overset{?}{=} B + S + C + B' + T$ avec $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$. Il s'agit d'une définition différente par une identification de l'hypercharge à partir de la formule toujours valide $Q = I_3 + \frac{B+S+C+B'+T}{2}$. Un contre-exemple avec l'usage moderne est $Y = 0$ pour le quark c tandis que la formule $Y \overset{?}{=} B + S + C + B' + T$ donne $4/3$.*

La durée de vie finie de certaines particules implique leur désintégration. Dans le cas de désintégrations à trois corps dans l'état final de type $1 + 2 \rightarrow X \rightarrow 3 + 4 + 5$, une représentation de la désintégration est possible avec le diagramme de Dalitz [58], qui consiste en la projection des événements sur un plan où les deux axes sont les carrés des masses de paires d'objets : m^2_{34}, m^2_{45}. La conservation du quadrivecteur énergie-impulsion implique que la masse m^2_{35} est représentée [15] par la diagonale entre les axes m^2_{34} et m^2_{45}. La présence de résonances (Fig. 1.11) dans les données se manifeste par des régions localisées ou bandes avec davantage ou moins d'événements, tandis que les processus de bruit de fond remplissent le diagramme de manière uniforme.

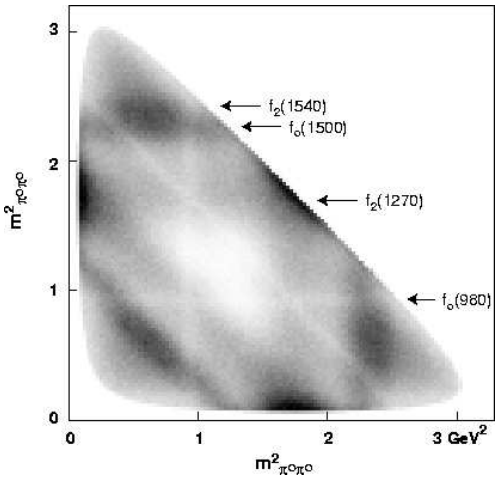


FIGURE 1.11 – *Diagramme de Dalitz de la réaction* $pp \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$. *Source : [59].*

1.6 Les théories de jauge

Dans le cadre de la théorie quantique des champs, à toute particule est associé un champ complexe [16], dit fonction d'onde $\psi(x)$, dépendant des coordonnées d'espace et de temps [17]. Sous l'inspiration du principe de moindre action et des équations d'Euler-Lagrange, dans le contexte de la mécanique quantique, l'ensemble des lois auxquelles obéit une particule est exprimée dans une fonction dite lagrangien [18] L, fonction des champs et de leurs dérivées partielles et définie à une constante près, puisque ne changeant pas les équations d'Euler-Lagrange. A partir du lagrangien, les règles de couplage possibles des particules de matière et d'interaction : règles de Feynman, peuvent être exprimées. L'application de ces règles permet de construire graphiquement les processus possibles dans

15. $m^2_{12} = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4 + p_5)^2 = m^2_{34} + m^2_{35} + m^2_{45} - m^2_3 - m^2_4 - m^2_5 = cte$

16. Un champ correspond à l'association d'un ensemble de nombres en tout point de l'espace $\vec{x}$.

17. quadri-vecteur temps-position : $x = (x^0 = t, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z)$.

18. Par abus de langage, le physicien emploie l'appelation lagrangien pour densité de lagrangien. Ce raccourci est également utilisé dans ce manuscrit.

le modèle considéré sous la forme de graphes, dits de Feynman, composé de propagateurs des particules et de vertex d'interaction. Pour une théorie fondamentale des champs, les particules sont ponctuelles tandis que pour une théorie effective, les particules peuvent avoir une taille finie, modélisable par un facteur de forme, c'est-à-dire une constante de couplage au vertex évoluant avec l'énergie. La matrice de diffusion, unitaire, entre des particules initiales et finales, dite matrice S (pour Scattering), peut se décomposer en une composante n'interagissant pas : l'opérateur identité, puisqu'une particule peut ne pas interagir, et la partie interagissante, communément appelée matrice T ($S = 1 + iT$), dite aussi, à un facteur près, élément de matrice $-iM$. L'intégration du module au carré de l'élément de matrice sur l'espace des phases permet de déduire la probabilité d'occurence du processus considéré, exprimé en dimension de surface : la section efficace. Pour des raisons de commodité, dans le cas de processus $2 \to 2$ de type $ab \to cd$, la section efficace peut s'exprimer en fonction des variables de Mandelstam $s = (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2$, $t = (p_a + p_c)^2 = (p_b + p_d)^2$, $u = (p_a + p_d)^2 = (p_b + p_c)^2$ faisant intervenir les quadrivecteurs énergie-impulsion, s correspondant au carré de l'énergie mise en jeu, t et u correspondant au carré du transfert d'impulsion.

Le théorême de Noether [60] implique qu'une loi de conservation d'une quantité physique correspond à une invariance du lagrangien sous une opération de symétrie. Ainsi, les symétries de la nature sont exprimées par des symétries du lagrangien. Par exemple, les invariances par translation dans le temps, dans l'espace, par rotation, correspondent respectivement à la conservation de l'énergie E, l'impulsion $\vec{P}$, le moment orbital $\vec{L}$. Une transformation qui agit sur la phase des champs est appelée transformation de jauge [19]. Une propriété découlant de la mécanique quantique est qu'une fonction d'onde est définie à une phase globale près. La phase globale d'un champ n'est pas observable [20] car les quantités mesurables font intervenir les modules au carré des champs. Un postulat, non remis en cause par les observations expérimentales, est que les lois de la physique sont les mêmes quelque soit le référentiel [21]. Ainsi, le lagrangien doit être conservé sous une transformation des coordonnées d'espace-temps pour que les lois de la physique soient les mêmes dans un autre référentiel. Les interactions du Modèle Standard apparaissent naturellement lorsque le lagrangien est requis à être invariant sous une transformation de jauge locale. Pour assurer la conservation de la probabilité d'un processus quelque soit le référentiel, la transformation doit appartenir à une groupe unitaire [22].

19. Le terme de jauge représente des degrés de liberté arbitraires du lagrangien.

20. En revanche, la phase relative entre champs est mesurable.

21. à ne pas confondre avec les observations expérimentales, qui peuvent différer par exemple suivant le référentiel, dans le cadre de la relativité, tout en conservant les mêmes lois de la physique.

22. En effet, sous l'inspiration de l'expérience des fentes d'Young [61] et de la loi de Malus, la nature ondulatoire de la lumière a été étendu à toutes les particules par De Broglie [62], ce qui a introduit la mécanique quantique et les notions de probabilité de transition entre un état initial $|i>$ et $|f>$ de la forme $|<f|i>|^2$. En utilisant la transformation d'un champ $\psi' = U\psi$, il vient, pour assurer la conservation de la probabilité d'un processus : $<f|i> = <f|U^\dagger U|i>$, avec le cas particulier $|i'> = |i>$ et $|f'> = |f>$ qui impose la relation $U^\dagger U = \mathbb{1}$. Plus généralement, la transformation d'un opérateur nécessite $<f'|A'|i'> = <f|A|i>$ d'où $A' = UAU^\dagger$.

Les interactions apparaissent en requérant la conservation du lagrangien sous une transformation de jauge, cette transformation appartenant suivant l'interaction, à un groupe particulier, dont les éléments sont des matrices unitaires, spéciales (de déterminant égal à 1) ou non suivant les cas, pour être en cohérence avec le nombre de particules médiatrices de chaque interaction, et la loi de composition le produit de matrices.

Un long cheminement historique a été nécessaire pour unifier les différentes interactions. En 1961, Glashow unifie [63] l'interaction électromagnétique [64–70] et l'interaction faible [71–73] sous un même formalisme d'interaction électrofaible en utilisant le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le Modèle Standard, basé sur le groupe de symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, découle de l'unification des théories de l'interaction électrofaible développée par Glashow, Salam, Weinberg [63, 74–76] entre 1961 et 1968 et de l'interaction forte développée par Gell-Mann, Zweig [46–48], Gross, Politzer, Wilczek, t'Hooft [77–82] dans les années 1970. Afin de rendre compte de l'observation [23] expérimentale d'une masse aux particules, notamment les bosons W et Z, médiateurs de l'interaction faible, tout en conservant l'invariance de jauge qui permet d'introduire les champs d'interaction, un mécanisme de brisure spontanée de symétrie s'avère nécessaire. En 1967-1968, Weinberg [75] et Salam [76] incorporent dans la théorie un tel mécanisme développé par Brout, Englert, Higgs [24] [83–87], ce qui introduit une particule : le boson de Higgs. L'établissement de la renormalisabilité [77] de la théorie et la découverte du courant neutre en 1973 par l'expérience Gargamelle [88] marquent le début de la légitimité du Modèle Standard au sein de la communauté scientifique.

Ainsi, le Modèle Standard utilise le groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Le groupe $U(1)$ est justifié par la présence d'une [25] particule pour l'interaction électromagnétisme. Le groupe $SU(2)$ est justifié par la présence de trois particules [26] particules pour l'interaction faible. Le groupe $SU(3)$ est justifié par la présence de huit particules, gluons [27] particules pour l'interaction forte. En effet, l'observation expérimentale de la couleur, par les rapports de sections efficaces (Fig. 1.10), implique une symétrie de dimension 3. Les résultats expérimentaux montrent que les hadrons, neutres de couleur, n'interagissent pas par interaction forte, de sorte que l'échange de couleur nulle n'est pas présente. Il reste alors 8 possibilités, d'où le groupe $SU(3)$, de dimension $3^2 - 1 = 8$.

23. De façon indirecte, puisque l'observation directe des bosons W et Z n'a été obtenue que plus tard [20–23].
24. Dans d'autres modèles, un autre mécanisme assure la brisure spontanée de symétrie.
25. Le groupe $U(1)$ est de dimension $1^2 = 1$.
26. Le groupe $SU(2)$ est de dimension $2^2 - 1 = 3$.
27. Le groupe $SU(3)$ est de dimension $3^2 - 1 = 8$.

1.6.1 Interaction du groupe de jauge $U(1)$

Par transformation de jauge globale pour un groupe $U(1)$, $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x)$, le lagrangien pour un électron libre est invariant :

$$\mathcal{L}^0(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) \qquad \text{avec } \bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0 \tag{1.4}$$

La transformation la plus générale, dite transformation locale $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x)$ dépend des coordonnées d'espace-temps.

Dans le cas de l'électrodynamique quantique (QED pour Quantum Electro Dynamics), Weyl s'inspire en 1919 de la théorie de la relativité générale pour proposer des transformations locales [89]. Si la transformation de jauge appliquée est locale au lieu de globale, le lagrangien n'est plus invariant, ce qui donnerait des lois fondamentales de la physique différentes suivant le choix du référentiel, ce qui n'est pas observé. L'invariance du lagrangien peut être rétablie à condition d'ajouter un champ vectoriel pouvant être interprété comme le photon. Plus généralement, à chaque générateur du groupe, un champ de jauge est ajouté.

Effectivement, sous la transformation de jauge locale, le lagrangien n'est pas conservé [28] à moins de compenser le terme supplémentaire apparaissant en introduisant un contre-terme et en remplaçant la dérivée partielle ∂_μ par une nouvelle dérivée dite covariante [29] $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu(x)$, ce qui fait intervenir un nouveau champ [30] A_μ avec la transformation suivante :

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \tag{1.5}$$

Le lagrangien de Dirac, invariant de jauge locale est donc :

$$\mathcal{L}_{Dirac}(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_e)\psi(x) \qquad \text{avec } \bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0 \tag{1.6}$$

Ainsi, le postulat de l'invariance du lagrangien sous une transformation de jauge locale peut être interprété comme la justification théorique de l'existence d'un boson de jauge, par exemple le photon pour le groupe $U(1)$.

28. Le lagrangien se transforme suivant : $\mathcal{L}^0(x) \rightarrow \bar{\psi}(x)e^{-i\alpha(x)}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)e^{i\alpha(x)}\psi(x)$.
Pour une transformation infinitésimale, au premier ordre, le lagrangien se transforme suivant :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^0(x) &\rightarrow \bar{\psi}(x)(1 - i\alpha(x))(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)(1 + i\alpha(x))\psi(x)\\ &\rightarrow \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) + \bar{\psi}(x)i\gamma^\mu(i\partial_\mu\alpha(x))\psi(x)\end{aligned}$$

soit $\mathcal{L}^0(x) \rightarrow \bar{\psi}(x)\left\{i\gamma^\mu\left[\partial_\mu + i\partial_\mu\alpha(x)\right] - m\right\}\psi(x)$

29. D'autres notations apparaissent dans la littérature, avec le signe + devant ie, mais les notations sont compatibles dès lors que la transformation de A voit son signe également changé.

30. à ne pas confondre avec le Higgs neutre A^0 du $MSSM$, décrit ultérieurement.

Dès lors que le nouveau champ est interprété comme un champ physique, un terme d'énergie cinétique doit être pris en compte : le lagrangien de Maxwell $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, avec $F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu(x) - \partial_\nu A^a_\mu(x)$. Après application des équations d'Euler-Lagrange, ce terme introduit naturellement les équations de Maxwell.

Le lagrangien QED s'écrit finalement :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_e)\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \tag{1.7}$$

que l'on peut également écrire en faisant apparaître un courant d'interaction entre champs $j^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_e)\psi(x) - j^\mu A_\mu - \frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}_a(x) \tag{1.8}$$

1.6.2 Théorie de Yang-Mills pour le groupe de symétrie $SU(2)$

En 1954, Yang et Mills [90] étendent la théorie de jauge dans le cas du groupe d'isospin : $SU(2)$. En plus d'avoir une symétrie non-abélienne (Fig. 1.12), c'est-à-dire que les opérations ne commutent pas, par la dimension 2×2 des matrices [31], ce groupe est spécial, c'est-à-dire de déterminant +1. Cette propriété spéciale est naturelle puisque choisir $U(2)$ engendrerait, en raison de la relation $U(N) = SU(N) \times U(1)$, des couplages dépendants de $U(1)$. Or le but est de décrire une interaction indépendante. La théorie est développée dans le contexte de l'interaction forte et de la symétrie entre proton et neutron, mais est adaptée dans le Modèle Standard pour l'interaction faible $SU(2)_L$ et l'interaction forte $SU(3)_C$, décrites ultérieurement.

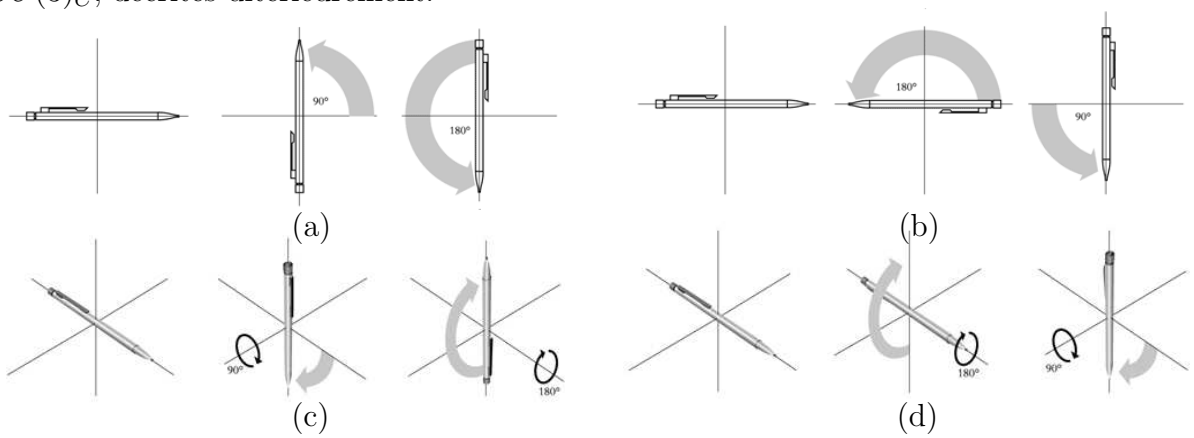


FIGURE 1.12 – *Exemples de transformation commutatives dites abéliennes (a), (b), c'est-à-dire dont l'ordre des transformations n'a pas d'influence sur le résultat de l'ensemble des opérations, ou au contraire non abéliennes (c), (d). Source : [91].*

31. Le produit de matrices de dimension supérieure ou égale à 2×2 est non commutatif.

La transformation de jauge pour $SU(2)$ est $\psi(x) \to U\psi(x)$ avec la matrice unitaire $U = exp\left(\frac{-i\vec{\tau}.\vec{\alpha}(x)}{2}\right)$ appliquée aux champs réunis sous forme de doublets de champs complexes [32] $\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$. Le lagrangien libre

$$\mathcal{L}^{(0)}_{SU(2)} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) \tag{1.9}$$

est invariant sous la transformation si $\vec{\alpha}$ est indépendant de x.

En revanche, sous une transformation de jauge locale dépendant des coordonnées d'espace-temps x, le lagrangien n'est pas invariant [33], à moins de remplacer, par analogie avec l'électrodynamique quantique, les dérivées partielles ∂_μ par des dérivées covariantes [34] $D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{\vec{\tau}}{2}\cdot\vec{W}_\mu(x)$, où g est la constante de couplage de l'interaction véhiculée par les champs W^j_μ, et avec les transformations équivalentes suivantes [35] :

$$\begin{cases} W^j_\mu(x) \to W'^j_\mu(x) = U(x)W^j_\mu(x)U^\dagger(x) + \frac{i}{g}(\partial_\mu U(x))U^\dagger \\ W^j_\mu(x) \to W'^j_\mu(x) = U(x)W^j_\mu(x)U^\dagger(x) - \frac{i}{g}U(x)\partial_\mu U^\dagger(x) \end{cases}$$

Les champs peuvent se décomposer sur une base de générateurs de $SU(2)$: les matrices de Pauli : $\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ $\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ $\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ et $\left[\frac{\tau_i}{2}, \frac{\tau_j}{2}\right] = i\epsilon_{ijk}\frac{\tau_k}{2}$.

Le terme dynamique des bosons vecteurs introduit [36] le terme dynamique $W^j_{\mu\nu}$:

$$W^j_{\mu\nu} = \partial_\mu W^j_\nu - \partial_\nu W^j_\mu + ig[W^j_\mu, W^j_\nu] \tag{1.10}$$

qui fait apparaître le caractère non-commutatif des champs W^j_μ, lié aux propriétés de $SU(2)$. Finalement, le lagrangien de $SU(2)$ s'écrit :

$$\mathcal{L}_{SU(2)} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi(x) - \frac{1}{4}W^j_{\mu\nu}(x)W^{j\mu\nu}(x) \tag{1.11}$$

32. Dans le cas de $SU(2)_L$ du Modèle Standard, les doublets sont des particules de chiralité gauche.

33. $\bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) \to \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m + i\gamma^\mu U^\dagger(x)\partial_\mu U(x))\psi(x)$

34. Historiquement, l'article utilise la notation B pour le champ de jauge.

35. Soit la transformation $W^j_\mu(x) \to W'^j_\mu(x)$ où W'^j_μ reste à exprimer. Sous la transformation de jauge, le lagrangien $\mathcal{L}^{(0)} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi(x)$ devient :
$\mathcal{L}^{(0)} \to \bar{\psi}(x)U^\dagger(x)(i\gamma^\mu(\partial_\mu + i\sum_j gW'^j_\mu(x)) - m)U(x)\psi(x)$
$\mathcal{L}^{(0)} \to \bar{\psi}(x)\left\{i\gamma^\mu U^\dagger(x)\partial_\mu U(x) + i\gamma^\mu\partial_\mu - m - \sum_j \gamma^\mu U^\dagger(x)gW'^j_\mu(x)U(x)\right\}\psi(x)$

Pour avoir invariance sous la transformation de jauge, il faut donc
$i\gamma^\mu U^\dagger(x)\partial_\mu U(x) - \gamma^\mu U^\dagger(x)gW'^j_\mu(x)U(x) = i\gamma^\mu igW^j_\mu(x) = -g\gamma^\mu W^j_\mu(x)$
$\gamma^\mu U^\dagger(x)gW'^j_\mu(x)U(x) = i\gamma^\mu U^\dagger(x)\partial_\mu U(x) + g\gamma^\mu W^j_\mu(x)$

La différentiation de la relation d'unitarité $UU^\dagger = 1$ donne $U\partial_\mu U^\dagger + (\partial_\mu U)U^\dagger = 0$, autrement dit, la transformation de jauge peut s'écrire de deux façons différentes.

36. $W^j_{\mu\nu} = D_\mu W^j_\nu - D_\nu W^j_\mu = (\partial_\mu + igW^j_\mu)W^j_\nu - (\partial_\nu + igW^j_\nu)W^j_\mu = \partial_\mu W^j_\nu - \partial_\nu W^j_\mu + ig[W^j_\mu, W^j_\nu]$

1.7 Le Modèle Standard

La symétrie du Modèle Standard est le groupe [37] $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. L'indice C représente la couleur qui est la charge d'interaction pour l'interaction forte. L'indice L indique que la symétrie $SU(2)$ ne s'applique qu'aux particules de chiralité gauche. L'indice Y indique que la symétrie $U(1)$, liée à l'hypercharge, s'applique à toutes les particules électrofaibles. Le modèle électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est décrit d'abord, afin de montrer comment les champs de W, Z et photon apparaissent naturellement et interagissent avec les particules pour assurer l'invariance de jauge locale du lagrangien électrofaible. Le procédé est présenté d'abord pour les leptons, puis généralisé aux quarks en tenant compte du fait que ces derniers se mélangent.

1.7.1 Le modèle électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Le lagrangien est tout d'abord considéré pour les leptons, puis étendu au cas des quarks. Le lagrangien libre, dans l'approximation de masse nulle, s'écrit en sommant sur les saveurs e, μ, τ :

$$\mathcal{L}^0_{Dirac} = \sum_{\substack{l=\{e,\mu,\tau\} \\ j=\{L,R\}}} \bar{\psi}_{l_j} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_{l_j} \tag{1.12}$$

La description des mesures expérimentales de la désintégration β restreint les formes fonctionnelles pour l'interaction faible, jusqu'à aboutir, grâce à la découverte de la violation de parité [92, 93], à l'établissement d'un couplage de type vecteur moins axial $(V-A)$. Les champs ψ sont décomposés sur les chiralités droite et gauche par l'utilisation des opérateurs de projection de chiralité gauche $P_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)$ et droite $P_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)$:

$$\psi(x) = \psi_L(x) + \psi_R(x) \text{ avec } \psi_L(x) = P_L\psi(x) \text{ et } \psi_R(x) = P_R\psi(x) \tag{1.13}$$

afin de tenir compte du résultat expérimental que seules les particules de chiralité gauche se couplent dans le cadre de l'interaction faible. Les leptons sont alors arrangés en doublets d'isospin $\psi_{l_L} = \begin{pmatrix} \nu_{l_L} \\ l_L \end{pmatrix}$ pour la partie gauche et en singulet d'isospin $\psi_{l_R} = l_R$ pour la partie droite, où l est le lepton chargé et ν_l le lepton neutre associé (neutrino). Les particules gauches et droites doivent subir une transformation de jauge différente : la transformation de jauge est dite chirale.

Les doublets et singulets d'isospin pourraient subir des transformations de jauge distinctes sous le groupe $U(1)$, c'est-à-dire avec deux phases différentes :

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_{e_L}(x) \\ e_L(x) \end{pmatrix} & \rightarrow e^{i\phi} & \begin{pmatrix} \nu_{e_L}(x) \\ e_L(x) \end{pmatrix} \\ e_R(x) & \rightarrow e^{i\phi'} & e_R \end{array} \tag{1.14}$$

37. La notation n'est pas complètement rigoureuse dans le sens où la symétrie qui agit est mise en suffixe pour $SU(3)$ (couleur) et $U(1)$ (hypercharge faible) tandis que pour $SU(2)$, la symétrie d'isospin faible n'est pas explicitée, remplacée par l'information qu'elle agit sur les particules gauches (Left).

Il apparaîtrait alors deux bosons de jauge sans masse : deux photons, ce qui n'est pas observé dans la nature. Les transformations de jauge sont donc écrites sous la forme $e^{i\frac{Y_j}{2}\beta(x)}$, où Y est l'hypercharge faible, définie pour le groupe $U(1)_Y$. La valeur de l'hypercharge est déduite à partir de la relation de Gell-Mann et Nishijima $Q = I_3^W + \frac{Y_W}{2}$. En particulier, $Y_{l_R} = 0$ pour le neutrino droit et $Y_{l_R} = -2$ pour le lepton chargé droit l_R. Le tableau 1.5 présente les fermions rangés en doublets et singulets d'isospin respectivement pour les particules gauches et droites.

1ère famille	2ème famille	3e famille	Q	I^W	I_3^W	Y_W
$\begin{pmatrix} \nu_{e_L} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu_L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau_L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	0	$1/2$	$1/2$	-1
			-1	$1/2$	$-1/2$	-1
e_R	μ_R	τ_R	-1	0	0	-2
$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	$2/3$ $-1/3$	$1/2$ $1/2$	$1/2$ $-1/2$	$1/3$ $1/3$
u_R	c_R	t_R	$2/3$	0	0	$4/3$
d_R	s_R	b_R	$-1/3$	0	0	$-2/3$

Tableau 1.5 – *Panorama des fermions et propriétés pour les doublets et singulet d'isospin faible : isospin faible I^W, projection d'isospin faible I_3^W.*

Pour assurer la conservation du lagrangien respectivement sous les transformations de jauge locale $\psi_{l_L}(x) \rightarrow \underbrace{e^{+i\tau\frac{\alpha(x)}{2}}}_{SU(2)_L}\underbrace{e^{i\frac{Y_j}{2}\beta(x)}}_{U(1)_Y}\psi_{l_L}(x)$ et $\psi_{l_R}(x) \rightarrow \underbrace{e^{i\frac{Y_j}{2}\beta(x)}}_{U(1)_Y}\psi_{l_R}(x)$, la dérivée partielle ∂_μ est remplacée respectivement par la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{\vec{\tau}}{2}\cdot\vec{W}_\mu + ig'\frac{Y_j}{2}B_\mu$ et $D_\mu = \partial_\mu + ig'\frac{Y_j}{2}B_\mu$, où g et g' sont respectivement les constantes de couplage de l'interaction faible et électromagnétique :

$$\begin{array}{ll} W_\mu^i(x) & \rightarrow W_\mu^{i(x)'} = W_\mu^i(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha^i + \epsilon_{jk}^i\alpha^j(x)W_\mu^k(x) \\ B_\mu(x) & \rightarrow B'_\mu(x) = B_\mu(x) - \frac{1}{g'}\partial_\mu\beta(x) \end{array} \tag{1.15}$$

Quatre bosons de jauge sont introduits : un champ B^0 pour la transformation de jauge locale $U(1)_Y$, trois champs $W^{1,2,3}$ pour la transformation de jauge locale $SU(2)_L$. Le lagrangien peut alors se décomposer en un lagrangien de Dirac $\mathcal{L}^0_{Dirac}$, et un lagrangien de courant de champs de jauge $\mathcal{L}_C$ véhiculant un courant de jauge :

$$\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} \bar{\psi}i\gamma^\mu D_\mu\psi_l = \mathcal{L}^0_{Dirac} + \mathcal{L}_C$$

$$\text{avec } \mathcal{L}_C = -\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} \bar{\psi}_{l_L}\gamma^\mu\left(g\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu + g'\frac{Y_{l_L}}{2}B_\mu\right)\psi_{l_L} \quad - \sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} \bar{\psi}_{l_R}\gamma^\mu g'\frac{Y_{l_R}}{2}B_\mu\psi_{l_R}$$

Le lagrangien de courant $\mathcal{L}_C$ se décompose en un lagrangien non chargé $\mathcal{L}_{NC}$ qui véhicule des champs neutres et un lagrangien chargé $\mathcal{L}_{CC}$ qui véhicule des champs chargés. Parmi les matrices de Pauli, τ_1, τ_2 présentent des éléments anti-diagonaux, qui connectent les champs de charges différentes entre eux, véhiculant un courant chargé. La matrice de Pauli τ_3 et la matrice identité implicite pour le terme contenant B_μ sont diagonales, connectent les éléments diagonaux, donc établissent un courant neutre entre particules de

même charge [38]. Ainsi, le courant chargé est porté par les champs W_{μ_1} et W_{μ_2} tandis que le courant neutre est porté par les champs W_{μ_3} et B_μ. Le lagrangien neutre s'écrit :

$$\mathcal{L}_{NC} = -\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} \bar{\psi}_{l_L}\gamma^\mu \left(g\frac{\tau_3}{2}W_\mu^3 + g'\frac{Y_{l_L}}{2}B_\mu \right)\psi_{l_L} - \sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} \bar{\psi}_{l_R}\gamma^\mu g'\frac{Y_{l_R}}{2}B_\mu\psi_{l_R} \tag{1.16}$$

En développant ce lagrangien, on trouve [39] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{NC} &= -\left(\frac{g}{2}W_\mu^3 - \frac{g'}{2}B_\mu\right)\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} && (1.17)\\
&\quad + \left(\frac{g}{2}W_\mu^3 + \frac{g'}{2}B_\mu\right)\bar{l}_L\gamma^\mu l_L && (1.18)\\
&\quad + g'B_\mu\bar{l}_R\gamma^\mu l_R && (1.19)
\end{aligned}$$

Deux courants apparaissent : un interagissant avec les leptons chargés, un autre avec les leptons neutres. Le terme devant $\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L}$ n'a pas de charge. Le champ associé est un champ neutre autre que le photon : c'est le champ Z_μ. Un autre courant, orthogonal au premier est introduit, interagissant avec les leptons chargés : le champ A_μ. On a alors deux champs orthogonaux normalisés :

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2+g'^2}} \qquad A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2+g'^2}} \tag{1.20}$$

L'angle de Weinberg ou angle de mélange faible θ_W, qui est utilisée dans la rotation passant du plan initial formé par les B et W^3 au plan formé par les Z et A, intervient à travers les facteurs $\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$ et $\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}$, ce qui donne les relations :

$$\begin{aligned}
Z_\mu &= \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \qquad & W_\mu^3 &= \cos\theta_W Z_\mu + \sin\theta_W A_\mu && (1.21)\\
A_\mu &= \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \qquad & B_\mu &= -\sin\theta_W Z_\mu + \cos\theta_W A_\mu && (1.22)
\end{aligned}$$

Le lagrangien chargé s'écrit :

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2}\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} \bar{\psi}_{l_L}\gamma^\mu\left(\tau_1 W_\mu^1 + \tau_2 W_\mu^2\right)\psi_{l_L} \tag{1.23}$$

En introduisant $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$, le courant chargé qui agit sur les doublets d'isospin peut s'exprimer sous la forme de l'interaction entre un courant chargé avec les champs de jauge $W_\mu^+(x)$ et $W_\mu^-(x)$:

$$\mathcal{L}_{CC} = \sum_{l=e,\mu,\tau} -\frac{g}{\sqrt{2}}\left(j_{CC}^\mu W_\mu^+ + j_{CC}^{\mu\dagger}W_\mu^-\right) \quad \text{avec} \quad j_{CC}^\mu = \bar{\nu_{l_L}}\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma_5)l_L \tag{1.24}$$

38. Le terme courant neutre signifie qu'il n'y a pas de changement de charge et ne doit pas être confondu avec l'interprétation erronée d'un courant interagissant avec des particules sans charge.

39. $\mathcal{L}_{NC} = -\begin{pmatrix}\bar{\nu}_{l_L} & \bar{l}_L\end{pmatrix}\gamma^\mu\begin{pmatrix}\frac{g}{2}W_\mu^3 - \frac{g'}{2}B_\mu & 0\\ 0 & -\frac{g}{2}W_\mu^3 - \frac{g'}{2}B_\mu\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_{l_L}\\ l_L\end{pmatrix} + \bar{l}_R\gamma^\mu g'B_\mu l_R$

Ainsi, les champs W et Z sont les médiateurs de l'interaction faible tandis que le champ A (photon) est celui de l'interaction électromagnétique. Le lagrangien neutre peut être décomposé en ses contributions du champ A et du champ Z. En introduisant les coefficients g_V (vecteur) et g_A (axial) à partir des projections d'isospin et des charges des particules : $g_V = T_3 - 2q\sin^2\theta_W$ et $g_A = T_3$, il peut s'écrire [40]

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^A_{NC} = &\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} e\bar{l}\gamma^\mu l A_\mu \\ \mathcal{L}^Z_{NC} = &\frac{-e}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}}\left\{\bar{\psi}_l\gamma^\mu\left(g^l_V - g^l_A\gamma^5\right)\psi_l\right\}Z_\mu\end{aligned}$$

Pour expliquer l'observation expérimentale, dans le cadre de l'interaction faible, que les transitions entre un quark up et down, électron et anti-neutrino électronique, muon et anti-neutrino muonique sont de même ordre de grandeur tandis que les réactions modifiant le nombre quantique d'étrangeté ($\Delta S = 1$) sont réduits par rapport à ceux sans modification ($\Delta S = 0$), Cabibbo [94] a introduit en 1963 l'hypothèse de l'universalité de l'interaction faible, c'est-à-dire une interaction faible indépendante de la saveur, mais aussi proposé que les couplages respectent la propriété : $\left(g_V^{\Delta S=0}\right)^2 + \left(g_A^{\Delta S=1}\right)^2 = 1$, évoquant l'existence d'un angle de mélange θ_C, dit de Cabibbo, par la propriété $\cos^2\theta_C + \sin^2\theta_C = 1$. La conséquence est que les quarks se mélangent, ou plus formellement, que les états propres

40. $\mathcal{L}_{NC} = \sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} gW^3_\mu\left(-\frac{1}{2}\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} + \frac{1}{2}\bar{l}_L\gamma^\mu l_L\right) + g'B_\mu\left(\frac{1}{2}\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} + \frac{1}{2}\bar{l}_L\gamma^\mu l_L + \bar{l}_R\gamma^\mu l_R\right)$

$$= \sum_{l=\{e,\mu,\tau\}}\left\{g\cos\theta_W\left(-\frac{1}{2}\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} + \frac{1}{2}\bar{l}_L\gamma^\mu l_L\right) - g'\sin\theta_W\left(\frac{1}{2}\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} + \frac{1}{2}\bar{l}_L\gamma^\mu l_L + \bar{l}_R\gamma^\mu l_R\right)\right\}Z_\mu \quad (1.25)$$

$$+\left\{g\sin\theta_W\left(-\frac{1}{2}\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} + \frac{1}{2}\bar{l}_L\gamma^\mu l_L\right) + g'\cos\theta_W\left(\frac{1}{2}\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} + \frac{1}{2}\bar{l}_L\gamma^\mu l_L + \bar{l}_R\gamma^\mu l_R\right)\right\}A_\mu \quad (1.26)$$

Par identification avec la QED, on a $g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W = e$, résultat confirmé expérimentalement. On introduit alors $g\cos\theta_W = \frac{e\cos^2\theta_W}{\sin\theta_W\cos\theta_W}$ et $g'\sin\theta_W = \frac{e\sin^2\theta_W}{\sin\theta_W\cos\theta_W}$

$$\mathcal{L}_{NC} = \frac{e}{\sin\theta_W\cos\theta_W}\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}}\frac{1}{2}Z_\mu\left\{\cos^2\theta_W\left(-\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} + \bar{l}_L\gamma^\mu l_L\right) - \sin^2\theta_W\left(\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} + \bar{l}_L\gamma^\mu l_L + \bar{l}_R\gamma^\mu l_R\right)\right\} + \sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} eA_\mu\bar{l}\gamma^\mu l$$

Le lagrangien neutre du Z s'écrit :

$$\mathcal{L}^Z_{NC} = \frac{e}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}Z_\mu\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} -\bar{\nu}_{l_L}\gamma^\mu\nu_{l_L} + \bar{l}_L\gamma^\mu l_L[1-2\sin^2\theta_W] - 2\sin^2\theta_W\bar{l}_R\gamma^\mu l_R$$

Introduisons $\psi_{R/L} = \frac{1}{2}(1\pm\gamma_5)\psi$ et $\bar{\psi}_{R/L} = \bar{\psi}\frac{1}{2}(1\mp\gamma_5)$

$$\mathcal{L}^Z_{NC} = \frac{e}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}Z_\mu\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}} -\bar{\nu}_l\frac{1}{2}(1+\gamma_5)\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\nu_l + \bar{l}\frac{1}{2}(1+\gamma_5)\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma_5)l[1-2\sin^2\theta_W] - 2\sin^2\theta_W\bar{l}\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\gamma^\mu\frac{1}{2}(1+\gamma_5)l$$

En tenant compte de $\{\gamma_5,\gamma_\mu\} = 0$ et de $P^2_{R/L} = P_{R/L} = \frac{1}{2}(1\pm\gamma_5)$, il vient

$$\mathcal{L}^Z_{NC} = \frac{-e}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}Z_\mu\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}}\bar{\nu}_l\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\nu_l - [1-2\sin^2\theta_W]\bar{l}\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma_5)l + 2\sin^2\theta_W\bar{l}\gamma^\mu\frac{1}{2}(1+\gamma_5)l$$

Faisons apparaître les termes avec et sans le coefficient γ_5, et en introduisant $g^\nu_V = \frac{1}{2}$, $g^\nu_A = \frac{1}{2}$, $g^l_V = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W$, $g^l_A = -\frac{1}{2}$:

$$\mathcal{L}^Z_{NC} = \frac{-e}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}\sum_{l=\{e,\mu,\tau\}}\left\{\bar{\nu}\gamma^\mu\left(g^\nu_V - g^\nu_A\gamma^5\right)\nu + \bar{l}\gamma^\mu\left(g^l_V - g^l_A\gamma^5\right)l\right\}Z_\mu$$

d'interaction et ceux de masse intervenant dans la propagation libre, sont différents. Dans le lagrangien, le courant d'interaction entre les quarks est $h^\alpha = \bar{u}\gamma^\alpha(1-\gamma^5)d_C$, où u et $d_C = \cos\theta_C d + \sin\theta_C s$ sont les états propres d'interaction de la famille considérée.

Le kaon neutre, ayant un nombre quantique de saveur, a une antiparticule associée distincte. Puisque chacun peut se désintégrer dans un même état final, le kaon peut osciller entre son état particule et antiparticule. Dans le contexte de la théorie de Cabibbo, les réactions avec kaon changeant l'étrangeté par $\Delta S = 2$ ont une divergence au niveau du calcul de la section efficace, et sont expérimentalement supprimées. Le mécanisme de GIM (Glashow, Iliopoulos, Maiani) [95] remédie au problème en prédisant l'existence d'un nouveau quark : le charm, qui contribue à compenser (Fig. 1.13) le quark s et à supprimer le taux de la réaction.

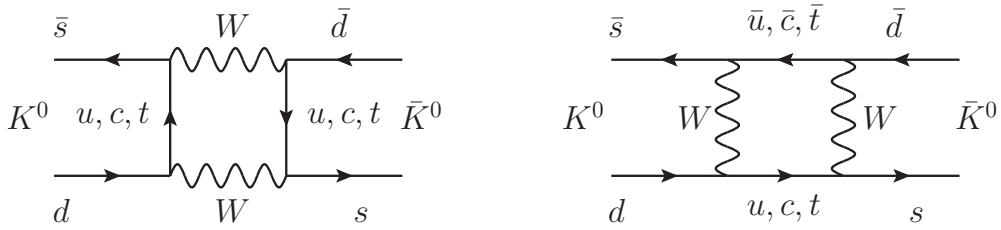


FIGURE 1.13 – *Diagrammes de Feynman de l'oscillation entre un kaon neutre et son homologue d'antimatière, suivant le mécanisme de GIM, aboutissant à la prédiction du quark c.*

En 1964, l'asymétrie entre les opérations de conjugaison de charge et de parité (Fig. 1.14), dite violation de CP, est découverte [96].

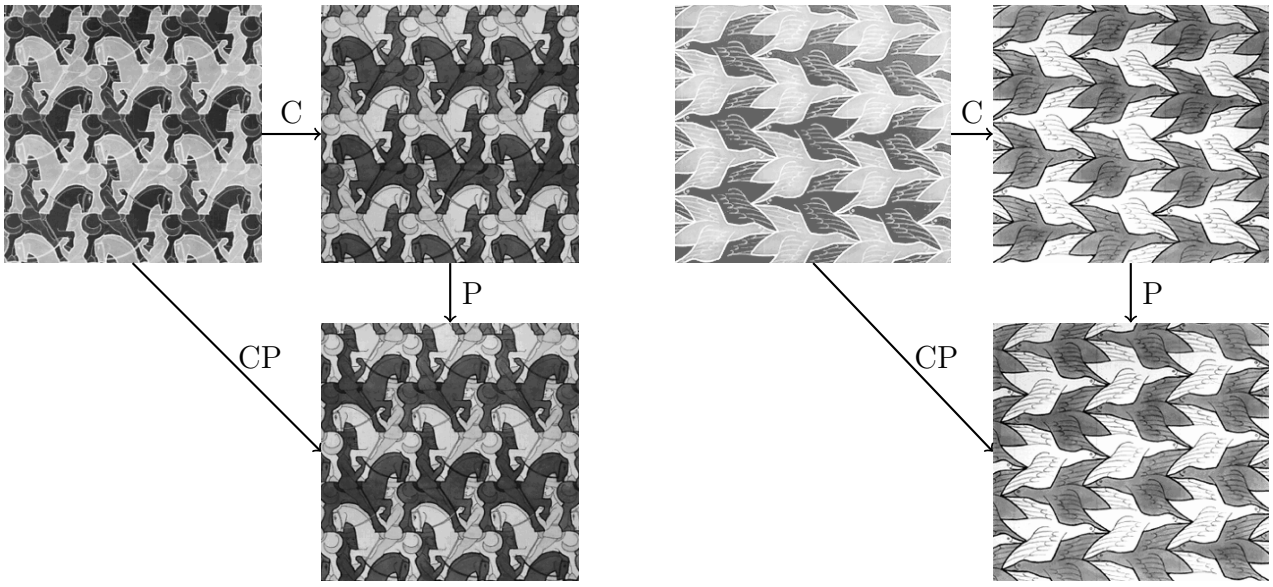


FIGURE 1.14 – *Illustration de l'opération CP avec des dessins d'Escher : avec conservation de CP (a) : Horsemen, 1946, ou au contraire violation de CP (b) : Two Birds, 1938. Par opération CP, les chevaux sont symétriques (conservation de CP) tandis que la queue des cygognes d'une même couleur change d'orientation (violation de CP). Directement inspiré par la présentation de G. Vidal, Particle Physics Masterclass, Imperial College, London, March 2006.*

Sous l'impulsion de cette découverte, le mécanisme de mélange de Cabibbo initialement prévu pour deux familles de quarks a été généralisé à trois familles de quarks en 1973 par Kobayashi et Maskawa [97], correspondant au nombre minimal de familles permettant l'apparition d'une phase complexe, donc la violation de CP, avant même la découverte de l'existence d'une troisième famille, avec le quark b en 1977.

En effet, une matrice $N \times N$ complexe a N^2 nombres complexes, soit $2N^2$ nombres réels. Une matrice unitaire impose N^2 équations de contrainte. Une phase globale n'est pas observable. Chaque quark a une phase arbitraire pouvant être redéfinie, de sorte que $2N-1$ phases relatives n'ont pas de sens physique. Parmi les paramètres restants, il y a les $N(N-1)/2$ angles de rotation et le reste des phases complexes, c'est-à-dire $2N^2 - N^2 - (2N-1) - N(N-1)/2 = (N-1)(N-2)/2$ phases complexes. Un nombre minimal de 3 générations permet d'avoir une phase complexe.

Soit un processus $a \to b$ faisant agir des particules de matière, et le processus analogue $\tilde{a} \to \tilde{b}$ pour les particules correspondantes d'antimatière, avec les amplitudes complexe M et $\tilde{M}$. Si la matrice CKM introduit une phase complexe, alors l'amplitude complexe fait apparaître l'amplitude, sa phase forte δ, et la phase faible ϕ de la matrice CKM, c'est-à-dire $M = |M|e^{i\delta}e^{i\phi}$. Sous l'opération de conjugaison CP qui n'opère que sur la phase faible, l'amplitude du processus d'antimatière s'écrit : $\tilde{M} = |M|e^{i\delta}e^{-i\phi}$. Si on considère deux processus distincts interférant, avec un même état initial a et final b. L'amplitude complexe s'écrit : $M = |M_1|e^{i\delta_1}e^{i\phi_1} + |M_2|e^{i\delta_2}e^{i\phi_2}$. L'amplitude conjugée sous l'opération CP s'écrit $\tilde{M} = |M_1|e^{i\delta_1}e^{-i\phi_1} + |M_2|e^{i\delta_2}e^{-i\phi_2}$.

La différence de probabilité des réactions, proportionnelle à la différence des amplitudes au carré montre une différence de taux de production entre matière et antimatière, puisque non nul : $|M|^2 - |\tilde{M}|^2 = -4|M_1||M_2|\sin(\delta_1 - \delta_2)\sin(\phi_1 - \phi_2)$.

Les mélanges des quarks sont représentés par la matrice CKM du nom de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa, faisant passer des états propres de masse d, s, b aux états propres de saveur d', s', b' interagissant par interaction faible :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \qquad \text{avec} \qquad V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.27}$$

L'interaction faible se couple aux particules de chiralité gauche :

$$q_{1_L} = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad q_{2_L} = \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad q_{3_L} = \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \tag{1.28}$$

Comme les leptons, les quarks se transforment sous $U(1)$ suivant $q_j \to e^{i\frac{Y_j}{2}\theta(x)} q_j$, soit : $q_L \to e^{i\theta(x)/6} q_L \qquad u_R \to e^{i2\theta(x)/3} u_R \qquad d'_R \to e^{-i\theta(x)/3} d'_R$.

Par analogie avec le cas leptonique, on peut écrire les lagrangiens non chargé et chargé en interaction avec les courants hadroniques sous la forme :

$$\mathcal{L}^A_{NC} = \sum_{q_j=\{u,d,c,s,t,b\}} -\bar{q}_j \gamma^\mu e Q_j q_j A_\mu \tag{1.29}$$

$$\mathcal{L}^Z_{NC} = \sum_{q_j=\{u,d,c,s,t,b\}} -\frac{g}{2\cos\theta_W} \bar{q}_j \gamma_\mu (g_V - g_A\gamma_5) q_j Z^\mu \tag{1.30}$$

$$\mathcal{L}_{CC} = \sum_{q_a=\{u,c,t\}} \sum_{q_b=\{d,s,b\}} -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{q}_a \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \sum_b V_{ab} q_b W^\mu_+ + \bar{q}'_a \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \sum_b V^*_{ab} q_b W^\mu_- \right) \tag{1.31}$$

Le lagrangien de courant chargé $\mathcal{L}_{CC}$ peut être rendu plus abstrait en remplaçant les champs de quarks q par des doublets de chiralité gauche : $\psi = \begin{pmatrix} u_i \\ d'_i \end{pmatrix}_L$ de champs, en faisant apparaître la rotation de la matrice CKM : $d'_i = \sum_j V_{ij} d_j$. D'autres formulations sont possibles, en faisant apparaître des courants d'interaction. Ainsi, le lagrangien neutre du Z peut s'exprimer [41] comme

$$\mathcal{L}^Z_{NC} = \frac{e}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} j^\mu_{NC} Z_\mu \tag{1.32}$$

avec

$$j^\mu_{NC} = h^\mu_Z = h^\mu_3 - 2\sin^2\theta_W h^\mu_{em} \tag{1.33}$$

$$h^\mu_3 = \sum_{j=1}^{3} \bar{q}_j \gamma^\mu \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\tau_3 q_j = \sum_{j=1}^{3} \bar{q}_{j_L} \gamma^\mu \tau_3 q_{j_L} \tag{1.34}$$

$$h^\mu_{em} = \sum_{j=1}^{3} \bar{q}_j \gamma^\mu \frac{1}{2} \left(\tau_3 + \frac{1}{3} I \right) q_j \tag{1.35}$$

Le lagrangien de couplage des quarks au bosons chargés s'écrit

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{-e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} (h^\mu_- W^-_\mu + h^\mu_+ W^+_\mu) \quad \text{avec } h^\mu_+ = 2\sum_{j=1}^{3} \bar{q}_{j_L} \gamma^\mu T_+ q_{j_L} \text{ et } T^+ = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2}$$

1.7.2 La brisure spontanée de symétrie

Dans le cadre du modèle électrofaible, la seule introduction des transformations de jauge locale fait apparaître naturellement de nouvelles particules médiatrices des interactions, comme le photon et les bosons W et Z, sans toutefois leur fournir de masse explicite.

41. On a $g_V = T_3 - 2q\sin^2\theta_W = \frac{1}{2}\tau_3 - 2q\sin^2\theta_W$ et $g_A = T_3 = \frac{1}{2}\tau_3$ avec $T_3 = \frac{1}{2}\tau_3$

$g_V - g_A\gamma_5 = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\tau_3 - 2q\sin^2\theta_W$

Pourtant, les résultats expérimentaux ont montré que le photon était sans masse tandis que les bosons W et Z avaient une masse non nulle, historiquement d'abord indirectement (portée finie de l'interaction faible), puis de façon directe. La symétrie de couplage des particules (photon, W et Z) doit être brisée pour que le photon reste sans masse tandis que des masses apparaissent pour le W et le Z. De plus, il apparaît que les interactions électromagnétique et faible sont unifiées à haute énergie, alors qu'elles diffèrent à plus basse énergie.

Dans une théorie quantique des champs renormalisable, des termes de masse explicites pour les fermions et les bosons de jauge sont interdits par la nécessité d'invariance de jauge locale. Par exemple, pour un boson X quelconque, une transformation de jauge ne serait pas conservée :

$$\frac{1}{2}m_X^2 X_\mu X^\mu \rightarrow \frac{1}{2}m_X^2 \left(X_\mu - \frac{1}{g_X}\partial_\mu \xi_X\right)\left(X_\mu - \frac{1}{g_X}\partial^\mu \xi_X\right) \tag{1.36}$$

En outre, un simple terme de masse de fermion en $-m_f \bar{f} f$ n'est pas invariant sous la symétrie d'isospin. En effet,

$$-m_f \bar{f} f = -m_f \bar{f} \left\{\frac{1}{2}(1-\gamma_5) + \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\right\} f = -m_f \left(\bar{f}_R f_L + \bar{f}_L f_R\right) \tag{1.37}$$

n'est pas invariant sous une symétrie d'isospin puisque f_L est un membre d'un doublet d'isospin $SU(2)_L$ tandis que f_R est un membre d'un singulet d'isospin.

Ainsi, pour réconcilier la théorie avec l'observation expérimentale, un mécanisme de brisure spontanée de symétrie (section 1.7.2.1) doit être introduit. Nambu [98] a introduit en 1960 le mécanisme de brisure spontanée de symétrie en physique des particules, en s'inspirant de la théorie de la supraconductivité de Bardeen, Cooper, Schrieffer [99], donnant lieu ultérieurement en 1964 au développement d'un mécanisme prototype par Brout, Englert, Higgs [83–87] et al. Ce mécanisme, baptisé mécanisme de Higgs, est aussi connu dans la communauté par d'autres appellations comme mécanisme de Brout-Englert-Higgs, de Higgs-Kibble, de Anderson-Higgs. Dans la version minimale du Modèle Standard, dite mécanisme de Higgs standard, la conséquence phénoménologique est l'existence d'une nouvelle particule : le boson de Higgs. Dans les extensions supersymétriques du Modèle Standard, plusieurs bosons de Higgs sont introduits, au nombre de 5 pour le $MSSM$, introduit ultérieurement. Le principe est l'introduction de champs scalaires et d'un potentiel, de sorte que la valeur attendue dans le vide du champ brise la symétrie électrofaible, permettant ainsi de faire acquérir une masse aux fermions et bosons de jauge. La structure de symétrie du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ du modèle électrofaible à haute énergie, avec conservation de l'isospin et de l'hypercharge, subit une brisure spontanée de symétrie aux plus faibles énergies, créant une asymétrie entre l'interaction électromagnétique et l'interaction faible, aboutissant à la structure de symétrie du groupe $U(1)_Q$ de l'électromagnétisme qui conserve la charge : $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \underbrace{\rightarrow}_{EWSB} U(1)_Q$.

1.7.2.1 Analogie et illustration

La brisure spontanée de symétrie est le fait que dans certains systèmes, la symétrie du système ne respecte pas celle des équations le décrivant. Une image de vulgarisation, attribuée à Salam est celle d'une table ronde dressée avec des verres entre les assiettes et à égales distances. Dès qu'un convive choisit un verre, le gauche ou le droit, chacun des autres devra choisir la même convention pour éviter que l'un d'entre eux ne puisse avoir des difficultés à prendre le sien, c'est-à-dire qu'il serait obligé de prendre un verre lointain. Ainsi, à partir du simple choix du verre initial, une brisure spontanée de symétrie apparaît : la situation n'est plus symétrique : les autres convives n'ont plus le choix entre la gauche et la droite.

Différents exemples en physique, autres que la thématique des particules, illustrent la brisure spontanée de symétrie. Ainsi, en 1895, Pierre Curie a réalisé l'expérience (Fig. 1.15) consistant à chauffer un clou en fer suspendu à un fil, attiré par un aimant sur le côté. Lorsque la température dépasse environ 775 degrés Celsius, le clou auparavant attiré par l'aimant, tombe à la verticale comme si l'aimant n'agissait plus. L'interprétation moderne est une disparition brutale de l'alignement des dipôles magnétiques de l'échantillon de fer lorsque l'agitation thermique devient trop importante. Ainsi, dans l'expérience considérée, l'élévation de température brise la symétrie de rotation : à basse température pour laquelle les moments magnétiques sont alignés, il y a invariance du système par rotation dans un plan perpendiculaire à l'aimant. A haute température, pour laquelle l'agitation thermique domine, il y a invariance dans les trois dimensions : au niveau macroscopique, il y disparition brutale de l'attraction du fer par l'aimant.

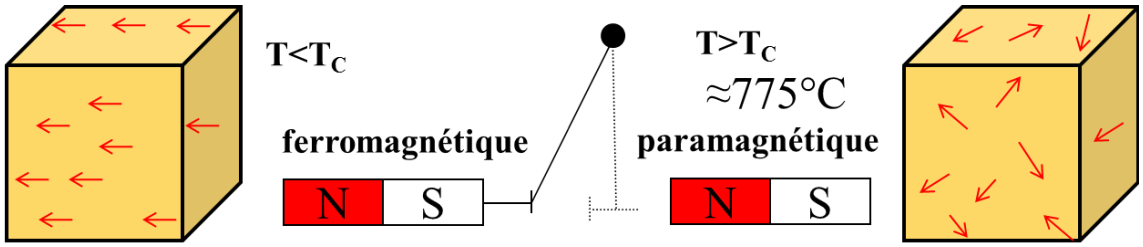


FIGURE 1.15 – *Expérience de Curie. A basse température, le clou est attiré par l'aimant : il y a invariance par rotation dans un plan perpendiculaire à l'aimant. A haute température, l'agitation thermique est trop importante et le clou n'est pas attiré par l'aimant : il y a invariance par rotation dans les 3 dimensions. La transition est ici décrite de l'énergie faible à l'énergie élevée, dans le sens inverse de l'ordre chronologique de l'évolution de l'univers (paragraphe 1.7.7), de l'énergie élevée à l'énergie faible.*

Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs est un exemple de brisure spontanée de symétrie. Une image de vulgarisation proposée par David Miller est la suivante (Fig. 1.16). Au cours d'une réception, une foule (champ de Higgs) uniformément répartie dans une salle est en cours de discussion. L'arrivée d'une personnalité importante dans la salle attise la curiosité des personnes situées à proximité qui s'agglutinent autour d'elle puis retournent à leur conversation au fur et à mesure qu'elle s'éloigne. Par la difficulté pour la personnalité de s'arrêter ou de repartir, c'est comme si son impulsion donc sa masse était plus importante. L'effet d'agrégation illustre le mécanisme de Brout-Englert-Higgs : un champ de Higgs baigne dans l'espace et interagit avec différents couplages avec les particules pour leur donner une certaine masse. Une deuxième propriété est vulgarisée en imaginant une rumeur propagée dans la salle. Les invités forment des agrégats, acquérant ainsi une masse. Cette image illustre que le Higgs se couple avec lui-même pour former sa propre masse.

(a) Dans une salle, le public (champ de Higgs) est en discussion...

(b) ...une personnalité (fermion ou boson) entre dans la salle...

(c) ...le public s'agglutine autour d'elle, lui faisant acquérir une masse.

(d) Une rumeur (champ de Higgs) est propagée dans la salle...

(e) ...la rumeur se propage, créant des agréats de masse : le champ de Higgs donne la masse à lui-même.

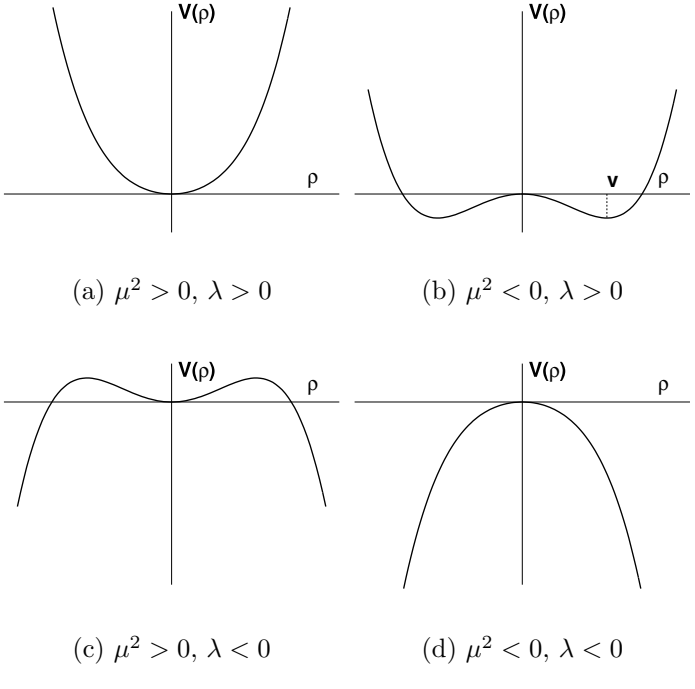
FIGURE 1.16 – *Image de vulgarisation du mécanisme de Higgs. Dans le scénario (a, b, c), une personnalité (fermion ou boson) entre dans la salle, attisant la curiosité du public (champ de Higgs) situé à proximité de lui, ralentissant son déplacement donc lui faisant acquérir une impulsion et une masse. Dans le scénario (d, e), une rumeur est propagée dans la salle, provoquant des agrégats de personnes dans le public, donc donnant une masse au champ de Higgs par auto-couplage. Source : David Miller. Images : vulgarisation du CERN.*

1.7.2.2 Le modèle sigma linéaire

Soit un ensemble de N champs scalaires réels $\phi_i(x)$ de masse nulle soumis à un potentiel [42] $V(\phi_i^\dagger \phi_i)$. Le potentiel est choisi pair en ϕ pour que le lagrangien soit invariant de jauge. Les puissances de $\phi_i^\dagger \phi_i$ sont limitées à deux pour permettre que la théorie soit renormalisable. En introduisant le potentiel $V(\phi_i^\dagger \phi_i) = V(\rho^2) = \frac{1}{2}\mu^2\rho^2 + \frac{1}{4}\lambda\rho^4$, le lagrangien correspondant, invariant sous une transformation de jauge globale $\phi_j \to \phi'_j = e^{i\alpha}\phi_j$ s'écrit [43] :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_i\partial^\mu\phi_i - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_i\phi_i) - \frac{1}{4}\lambda(\phi_i\phi_i)^2 \tag{1.38}$$

La forme du potentiel varie suivant le signe de μ^2 et λ (Fig. 1.17). Pour $\mu^2 > 0$, $\lambda > 0$, le minimum du potentiel est en 0. Pour $\mu^2 < 0$, $\lambda < 0$, le potentiel est négatif et le point 0 est un état instable. Pour $\mu^2 > 0$, $\lambda < 0$, le potentiel est principalement négatif, d'où des état instables. Pour $\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$, il apparaît une brisure de symétrie.



(a) $\mu^2 > 0$, $\lambda > 0$ (b) $\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$

(c) $\mu^2 > 0$, $\lambda < 0$ (d) $\mu^2 < 0$, $\lambda < 0$

FIGURE 1.17 – *Potentiels de la forme $\mu^2\rho^2 + \lambda\rho^4$ pour différents signes de μ^2 et λ.*

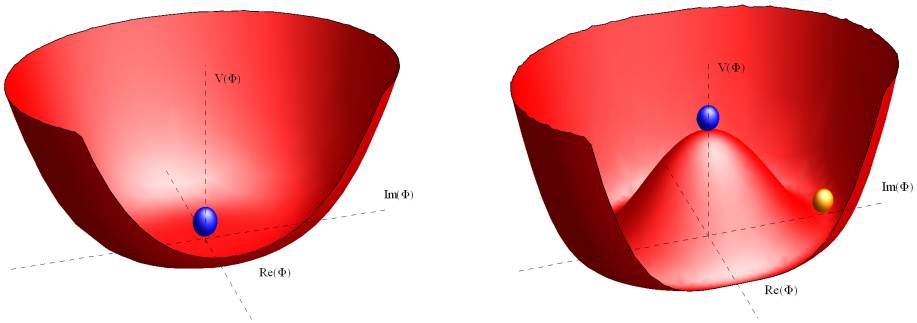
42. Même si le champ scalaire réel est considéré, la transformation de jauge peut le transformer en champ complexe.

43. D'après le lagrangien de Klein-Gordon, le lagrangien d'un champ scalaire complexe libre s'écrit : $L = \partial_\mu\phi^*(x)\partial^\mu\phi(x) - m^2\phi^*(x)\phi(x)$ tandis que celui d'un champ scalaire réel libre s'écrit : $L = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi(x)\partial^\mu\phi(x) - \frac{1}{2}m^2\phi(x)\phi(x)$.
Le passage du lagrangien pour un champ scalaire complexe à celui pour un champ scalaire réel est naturel :
$L = \partial_\mu\phi^*(x)\partial^\mu\phi(x) - m^2\phi^*(x)\phi(x)$
$L = \partial_\mu\frac{1}{\sqrt{2}}\{\phi_1(x) - i\phi_2(x)\}\partial^\mu\frac{1}{\sqrt{2}}\{\phi_1(x) + i\phi_2(x)\} - m^2\{\phi_1(x) - i\phi_2(x)\}\{\phi_1(x) + i\phi_2(x)\}$
$L = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_1(x)\partial^\mu\phi_1(x) - \frac{1}{2}m^2\phi_1^2(x) + \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_2(x)\partial^\mu\phi_2(x) - \frac{1}{2}m^2\phi_2^2(x)$

Dans ce dernier cas, le minimum du potentiel est donné pour $\rho = \sqrt{\phi_i \phi_i} = \pm\rho_0$ avec $\rho_0 = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} = v$, où $v =< 0|\phi|0 >$ est la valeur attendue dans le vide du champ ϕ (vev pour vacuum expectation value. Une valeur numérique est $v = 1/\sqrt{2G_F} = 246\ GeV$). Le potentiel est symétrique tandis que le minimum ne possède pas cette symétrie. Le choix conventionnel est de choisir le système de coordonnées tel que le champ au minimal soit dans la direction de la N-ième coordonnée : $\phi_0^i = (0, ..., 0, v)$. Le champ au minimum peut se décomposer en sa valeur centrale v et son excursion σ. Les champs peuvent alors être écrits suivant : $\phi_i(x) = (\pi_k(x), v + \sigma(x)), k = 1, ..., N-1$. Le lagrangien devient alors [44] :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\sigma^2 - \lambda v\sigma^3 - \frac{\lambda}{4}\sigma^4 + \frac{1}{2}\partial_\mu\pi_i\partial^\mu\pi_i - \frac{\lambda}{4}(\pi_i\pi_i)^2 - \lambda v\pi_i\pi_i\sigma - \frac{\lambda}{2}\pi_i\pi_i\sigma^2$$

Il représente un champ massif σ de masse $m^2 = -2\mu^2$, décrivant des oscillations dans la direction de la N-ième coordonnée pour laquelle le potentiel a une dérivée seconde non nulle, et $N-1$ champs sans masse π décrivant des oscillations dans les autres directions, pour lesquelles le potentiel a une dérivée seconde nulle. Pour le cas $N = 2$, correspondant aux deux composantes de champs réels d'un champ complexe plus général, une illustration est présentée sur la figure 1.18b pour $\mu^2 <\ 0, \lambda >\ 0$: le minimum du potentiel V est dégénéré : l'ensemble des points décrit un cercle dans le plan complexe (Fig. 1.18). Alors que la symétrie de rotation existe pour la particule en l'origine, l'état fondamental d'énergie ne possède plus localement cette symétrie puisqu'il existe une pente nulle orthoradiale et une pente non nulle radiale : il y a brisure spontanée de symétrie.



(a) $\mu^2 > 0, \lambda > 0$ (b) $\mu^2 < 0, \lambda > 0$

FIGURE 1.18 – *Potentiel de Higgs pour différentes valeurs de μ^2 et λ. Dans le cas d'un potentiel assurant une brisure de symétrie, l'état au sommet du potentiel se situe sur un point de symétrie du potentiel, tandis que dans la gouttière, la symétrie locale du potentiel n'existe plus.*

44. On a $\phi_i\phi_i = \pi_k^2 + (v+\sigma)^2$ et $(\phi_i\phi_i)^2 = (\pi_k^2 + (v+\sigma)^2)^2 = \pi_k^4 + 2\pi_k^2(v+\sigma)^2 + (v+\sigma)^4$
Puisque l'ajout d'une simple constante ne change pas les équations d'Euler-Lagrange, la partie du lagrangien ne contenant pas de dérivée peut s'écrire :
$-\frac{1}{2}\mu^2(\phi_i\phi_i) - \frac{1}{4}\lambda(\phi_i\phi_i)^2 = -\frac{1}{2}\mu^2\pi_k^2 - \frac{1}{2}\mu^2\sigma^2 - \mu^2 v\sigma - \frac{1}{4}\lambda\pi_k^4 - \frac{1}{2}\lambda v^2\pi_k^2 - \frac{1}{2}\lambda\pi_k^2\sigma^2 - \lambda v\pi_k^2\sigma - \lambda v^3\sigma - \frac{3}{2}\lambda v^2\sigma^2 - \lambda v\sigma^3 - \frac{1}{4}\lambda\sigma^4$
Les termes dépendants seulement de σ et de π_k^2 s'annulent chacun séparément, compte tenu de $\frac{-\mu^2}{\lambda} = v^2$.
Le terme en σ^2 donne $\mu^2\sigma^2$.

Le théorême de Goldstone [100, 101] formalise les propriétés précédentes. Pour chaque symétrie continue brisée, il apparaît une particule scalaire (spin 0) sans masse dite boson de Goldstone. Après brisure spontanée de symétrie, la symétrie initiale $O(N)$ devient une symétrie $O(N-1)$, avec $N-1$ bosons de Goldstone.

1.7.3 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs pour une théorie de jauge basée sur un groupe abélien

Le cas théorique de la brisure spontanée de symétrie pour une théorie de jauge basée sur un groupe abélien comme $U(1)$, est étudié à titre pédagogique. Cependant, dans le Modèle Standard étudié ultérieurement, le photon, dont le champ est noté aussi A^μ, n'a pas de masse. Le lagrangien du champ scalaire s'écrit :

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi^\dagger\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.39}$$

avec l'opérateur de dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$,
le potentiel de Higgs [45] $V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$ avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. Sous une transformation de jauge locale, les champs deviennent :
$\phi \to \phi' = e^{i\alpha(x)}\phi$, avec $A_\mu \to B_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$.

Le champ complexe peut être décomposé en ses parties réelle et imaginaire en faisant apparaître le minimum du potentiel choisi suivant l'axe réel. La phase du champ, arbitraire, est fixée à 0 par convention, de sorte que $Im(\phi) = 0$. Le champ s'écrit alors :
$\phi' = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \phi_1)$ avec $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$. Le lagrangien devient donc [46]

$$\mathcal{L}' = \tfrac{e^2}{2}v^2B_\mu B^\mu + e^2v\phi_1B_\mu B^\mu + \tfrac{e^2}{2}\phi_1^2B_\mu B^\mu + \tfrac{1}{2}\partial_\mu\phi_1\partial^\mu\phi_1 + \mu^2\phi_1^2 + \tfrac{\mu^2}{v}\phi_1^3 + \tfrac{\mu^2\phi_1^4}{4v^2} - \tfrac{\mu^2v^2}{4} - \tfrac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$$

45. Il n'y pas de convention parfaitement établie pour le coefficient associé au terme quartique, ce qui peut engendrer plusieurs définitions de v, équivalentes dès lors que les autres relations sont modifiées.

46. Après transformation de jauge, le lagrangien s'écrit :
$\mathcal{L}' = [(\partial_\mu - ieB_\mu)\phi']^\dagger\,[(\partial^\mu - ieB^\mu)\phi'] - V(\phi'^\dagger\phi') - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$

$= \partial_\mu\phi'\partial^\mu\phi' + \underbrace{ieB_\mu\phi'\partial^\mu\phi' - ie\partial_\mu\phi'B^\mu\phi'}_{=0} + e^2B_\mu B^\mu\phi'^2 - V(\phi'^\dagger\phi') - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$

Compte tenu de $\partial_\mu v = 0$, il vient :

$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_1\partial^\mu\phi_1 + \frac{e^2}{2}B_\mu B^\mu(v+\phi_1)^2 - \frac{\mu^2}{2}(v+\phi_1)^2 - \frac{\lambda}{4}(v+\phi_1)^4 - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$

Pour le potentiel, on a :
$\frac{\mu^2}{2}(v+\phi_1)^2 + \frac{\lambda}{4}(v+\phi_1)^4 = \frac{\mu^2}{2}(v^2 + 2v\phi_1 + \phi_1^2) + \frac{\lambda}{4}(v^4 + 4v^3\phi_1 + 6v^2\phi_1^2 + 4v\phi_1^3 + \phi_1^4) = \frac{\mu^2v^2}{4} - \mu^2\phi_1^2 - \frac{\mu^2}{v}\phi_1^3 - \frac{\mu^2\phi_1^4}{4v^2}$

Il représente [47] un champ B_μ de masse ev, des interactions de B_μ avec le champ ϕ_1 avec différents couplages, un champ de Higgs avec une masse $\sqrt{-2\mu^2}$ ($\mu^2 < 0$), l'auto-couplage de Higgs avec différents couplages. Il n'y a pas de boson de Goldstone dans le lagrangien final, en accord avec le théorême de Goldstone lié à l'ordre $N = 1$. Dans le lagrangien initial, il y a deux degrés de liberté pour le champ A_μ (deux modes transverse), deux pour les champs ϕ. Après, il n'y a plus qu'un degré de liberté pour ϕ, 3 pour B_μ (deux modes transverse, un mode longitudinal). Dans le jargon communément admis, on dit que le boson B a acquis sa masse en avalant le boson de Goldstone, correspondant à l'un des degrés de liberté qu'avait le champ ϕ avant brisure spontanée de symétrie.

1.7.4 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs pour une théorie de jauge basée sur un groupe non-abélien

Pour une théorie de jauge basée sur un groupe non-abélien comme $SU(2)$, le lagrangien du champ scalaire s'écrit :
$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi^\dagger\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$
avec $D_\mu\phi = \partial_\mu\phi + ig\frac{\vec{\tau}}{2}\cdot\overrightarrow{W}\phi$, $\qquad V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$ et $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$

On développe les champs scalaires autour de la valeur minimale avec un choix de transformation de jauge, en introduisant le champ physique H. Cette transformation revient à remplacer ϕ^+ par 0 et ϕ_0 par $\frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)$:

$$\phi'(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H) \end{pmatrix} \tag{1.40}$$

On a [48]

$$\begin{aligned}(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) \quad = \quad & \tfrac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H + \tfrac{g^2v^2}{4}W^-_\mu W^{\mu+} + \tfrac{g^2v^2}{8}W^3_\mu W^{\mu3} \\ & + \tfrac{g^2}{4}H^2W^-_\mu W^{\mu+} + \tfrac{g^2}{8}H^2W^3_\mu W^{\mu3} + \tfrac{g^2}{2}vHW^-_\mu W^{\mu+} + \tfrac{g^2}{4}vHW^3_\mu W^{\mu3}\end{aligned}$$

47. Le lagrangien d'un champ scalaire complexe massif s'écrit $\mathcal{L} = \partial_\mu\phi^\dagger\partial^\mu\phi - m^2|\phi|^2$.
Le lagrangien d'un champ scalaire réel massif s'écrit $\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2$.
Le lagrangien d'un champ vectoriel réel massif s'écrit $\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \frac{1}{2}m^2\phi^2$.

48. Soit $D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\left(\tau_1W^1_\mu + \tau_2W^2_\mu + \tau_3W^3_\mu\right)$ avec $\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$

En introduisant $W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_\mu \mp iW^2_\mu)$, il vient $D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\begin{pmatrix} W^3_\mu & \sqrt{2}W^+_\mu \\ \sqrt{2}W^-_\mu & -W^3_\mu \end{pmatrix}$

Appliquons l'opérateur dérivée covariante au doublet de champs

$$D_\mu\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial_\mu + i\frac{g}{2}W^3_\mu & +i\frac{g}{\sqrt{2}}W^+_\mu \\ +i\frac{g}{\sqrt{2}}W^-_\mu & \partial_\mu - i\frac{g}{2}W^3_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H+v) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} +i\frac{g}{2}W^+_\mu(H+v) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu H - i\frac{g}{2\sqrt{2}}W^3_\mu(H+v) \end{pmatrix}$$

Le terme adjoint s'écrit $(D_\mu\phi)^\dagger = \begin{pmatrix} -i\frac{g}{2}W^-_\mu(H+v) & \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu H + i\frac{g}{2\sqrt{2}}W^3_\mu(H+v) \end{pmatrix}$

D'où

$$\begin{aligned}(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) \quad = \quad & \tfrac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H + \tfrac{g^2v^2}{4}W^-_\mu W^{\mu+} + \tfrac{g^2v^2}{8}W^3_\mu W^{\mu3} \\ & + \tfrac{g^2}{4}W^-_\mu W^{\mu+}H^2 + \tfrac{g^2}{2}W^-_\mu W^{\mu+}Hv + \tfrac{g^2}{8}W^3_\mu W^{\mu3}H^2 + \tfrac{g^2}{4}vW^3_\mu W^{\mu3}H\end{aligned}$$

Le champ W^3 est réel tandis que les champs $W^\pm$ sont complexes, avec $W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_\mu \mp iW^2_\mu)$. Ce lagrangien, intermédiaire par rapport à celui du Modèle Standard, contient des termes de masse $m_W = \frac{1}{2}gv$ pour le boson $W^\pm$ et $m_{W^3} = \frac{1}{2}gv$ pour W^3.

Dans le jargon communément admis, on dit que les bosons W^+, W^-, W^3 ont acquis leur masse en avalant chacun un des trois bosons de Goldstone, correspondant à trois des quatre degrés de liberté qu'avait le champ ϕ avant brisure spontanée de symétrie.

1.7.5 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs en présence de bosons de jauge dans la théorie électrofaible

La construction du modèle électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ utilise la brisure spontanée de symétrie du mécanisme de Higgs et la combinaison des champs W_1, W_2, W_3, B afin de produire des termes de masse en multiplicité compatible avec les résultats expérimentaux. Avant brisure spontanée de symétrie, il y a 3 champs de jauge $W^\mu_{1,2,3}$ de $SU(2)_L$ sans masse, avec deux degrés de liberté chacun, un champ de $U(1)_Y$ sans masse : B^μ, et des champs candidats scalaires supplémentaires en nombre N^{before}_{scalar} soit $8 + N^{before}_{scalar}$ degrés de liberté. Après brisure spontanée de symétrie, il doit rester trois bosons massifs : W^+, W^-, Z, avec 3 degrés de liberté chacun, un photon A avec 2 degrés de liberté et N^{after}_{scalar} candidats champs scalaires, soit $11 + N^{after}_{scalar}$ degrés de liberté. Le choix le plus simple, proposé par Weinberg en 1967 [75], pour remédier au problème de l'existence expérimentale de masses aux bosons W et Z bien que la théorie ne le prédise pas dans sa formulation initiale, tout en conservant l'invariance de jauge sous la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, est d'introduire un doublet d'isospin de champs scalaires complexes, l'un chargé, l'autre neutre, d'hypercharge [49] $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{1.41}$$

Dans ce scénario, il y a avant brisure spontanée de symétrie $8 + 4 = 12$ degrés de liberté. Après brisure spontanée de symétrie, il y a $11 + 1$ degrés de liberté, avec apparition d'un champ de Higgs avec une masse non nulle.

Le lagrangien du champ scalaire s'écrit :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2(\phi^\dagger \phi) - \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \tag{1.42}$$

Les transformations de jauge locale sont respectivement :

$$\phi \to \phi' \quad = e^{i\frac{\tau}{2}\alpha(x)}\phi \qquad \text{pour } SU(2) \tag{1.43}$$

$$\phi \to \phi' \quad = e^{i\frac{1}{2}\beta(x)}\phi \qquad \text{pour } U(1) \tag{1.44}$$

L'opérateur dérivée covariante s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W} + ig'\frac{1}{2}B_\mu \tag{1.45}$$

49. ce qui se déduit de la relation de Gell-Mann Nishijima. La composante du bas a l'isospin $-1/2$, celle du haut $+1/2$, en accord avec $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$.

Au voisinage du minimal du potentiel, les champs s'écrivent comme une fluctuation H par rapport à l'état d'équilibre : $\phi'(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H+v) \end{pmatrix}$.

Le lagrangien de Higgs s'écrit [50]

alors, sans tenir compte du terme constant :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_H = \quad & \tfrac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H && \text{terme cinétique du Higgs} \\
& -\tfrac{1}{2}m_H^2 H^2 && \text{terme de masse du Higgs} \\
& m_W^2 W_\mu^+ W_-^\mu + \tfrac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu && \text{termes de masse des bosons de jauge} \\
& 2\tfrac{m_W^2}{v} W_\mu^+ W^{\mu-} H + \tfrac{m_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu H + \tfrac{m_W^2}{v^2} W_\mu^+ W^{\mu-} H^2 + \tfrac{m_Z^2}{2v^2} Z_\mu Z^\mu H^2 && \text{couplage Higgs-bosons de jauge} \\
& -\tfrac{m_H^2}{2v} H^3 - \tfrac{m_H^2}{8v^2} H^4 && \text{auto-couplage du Higgs}
\end{aligned}$$

où on identifie notamment [51] le terme de masse du boson de Higgs :

$$m_H^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2 \tag{1.47}$$

et ceux des champs de W complexes [52] et du Z réel [53] :

$$m_W = \frac{1}{2}gv \qquad m_Z = \frac{gv}{2\cos\theta_W} = \frac{m_W}{\cos\theta_W} \tag{1.48}$$

Dans le jargon communément admis, on dit que les bosons W^+, W^-, Z ont acquis leur masse en avalant chacun un des trois bosons de Goldstone, correspondant à trois des quatre degrés de liberté qu'avait le champ ϕ avant brisure spontanée de symétrie. Le procédé a permis de donner un terme nul au champ A tout en donnant un terme de masse aux W et Z.

50.

A partir de $D_\mu = \begin{pmatrix} \partial_\mu + i\frac{g}{2}W_\mu^3 + i\frac{g'}{2}B_\mu & +i\frac{g}{\sqrt{2}}W_\mu^+ \\ i\frac{g}{\sqrt{2}}W_\mu^- & \partial_\mu - i\frac{g}{2}W_\mu^3 + i\frac{g'}{2}B_\mu \end{pmatrix}$

on transforme les champs W_μ^3 et B_μ en Z_μ et A_μ

en tenant compte de $g\cos\theta = \frac{g^2}{\sqrt{g^2+g'^2}}$ et $g'\sin\theta = \frac{g'^2}{\sqrt{g^2+g'^2}}$. Il vient :

$$D_\mu\phi = \begin{pmatrix} \partial_\mu\phi^+ + \frac{i}{2}\frac{g^2-g'^2}{\sqrt{g^2+g'^2}}Z_\mu\phi^+ + ieA_\mu\phi^+ + i\frac{g}{\sqrt{2}}W_\mu^+\phi^0 \\ +i\frac{g}{\sqrt{2}}W_\mu^-\phi^+ + \partial_\mu\phi^0 - \frac{i}{2}\sqrt{g^2+g'^2}Z_\mu\phi^0 \end{pmatrix} \tag{1.46}$$

Au voisinage du minimum du potentiel, on a :

$D_\mu\phi = \begin{pmatrix} +\frac{i}{2}gW_\mu^+(v+H) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu H - \frac{i}{2\sqrt{2}}\sqrt{g^2+g'^2}Z_\mu(v+H) \end{pmatrix}$ et $(D_\mu\phi)^\dagger = \begin{pmatrix} -\frac{i}{2}gW_\mu^-(v+H) & ; \frac{1}{\sqrt{2}}\partial^\mu H + \frac{i}{2\sqrt{2}}\sqrt{g^2+g'^2}Z^\mu(v+H) \end{pmatrix}$

$$\begin{aligned}
\text{Soit } (D_\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) = \quad & \tfrac{1}{4}g^2v^2W_\mu^+W_\mu^- + \tfrac{1}{8}(g^2+g'^2)v^2Z_\mu Z^\mu \\
& + \tfrac{1}{2}g^2vHW_\mu^+W_\mu^- + \tfrac{1}{4}g^2H^2W_\mu^+W_\mu^- + \tfrac{1}{4}(g^2+g'^2)vHZ_\mu Z^\mu + \tfrac{1}{8}(g^2+g'^2)H^2Z_\mu Z^\mu \\
& + \tfrac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H
\end{aligned}$$

De plus, $V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 = \frac{\mu^2}{2}v^2 + \frac{\lambda}{4}v^4 + (\mu^2 v + \lambda v^3)H + (\frac{\mu^2}{2} + \frac{3}{2}\lambda v^2)H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4}H^4$

Or $v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda}$ d'où $V(\phi^\dagger\phi) = \frac{\mu^2}{4}v^2 - \mu^2H^2 - \frac{\mu^2}{v}H^3 - \frac{\mu^2}{4v^2}H^4$

51. Le terme de masse du Higgs est en $-\frac{1}{2}m_H^2H^2$.
52. Le lagrangien d'un champ vectoriel complexe massif s'écrit $\mathcal{L} = \partial_\mu\phi^\dagger\partial^\mu\phi + m^2|\phi|^2$.
53. Le lagrangien d'un champ vectoriel réel massif s'écrit $\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \frac{1}{2}m^2\phi^2$.

1.7.6 Le mécanisme de Yukawa pour les fermions

Le champ de Higgs permet de donner une masse aux fermions, en introduisant une interaction de Yukawa en $\bar{\psi}\phi\psi$ entre les champs ψ des fermions et le doublet de champs de Higgs $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$. La transformation de jauge de ϕ permet la conservation de l'ensemble lors de la transformation des champs ψ_L et ψ_R.
Le lagrangien de Yukawa est : $-C_i \left\{ \bar{\psi}^i_R \phi^\dagger \psi^i_L + \bar{\psi}^i_L \phi \psi^i_R \right\}$
et le champ de Higgs est considéré au minimum du potentiel : $\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H) \end{pmatrix}$.

Dans le cas des leptons, en ignorant les neutrinos droits absents du Modèle Standard, le lagrangien prend la forme simplifiée suivante [54] :

$$\mathcal{L}^{leptons}_{Yukawa} = -C_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l}l - C_l \frac{H}{\sqrt{2}} \bar{l}l \tag{1.49}$$

Le lepton a acquis une masse $m_l = C_l \frac{v}{\sqrt{2}}$ tandis que le champ de Higgs a une interaction en [55] $\frac{g m_l}{2 m_W}$ avec les leptons.

Par un raisonnement analogue, on peut donner une masse aux quarks. Pour les quarks bas, le lagrangien de Yukawa s'écrit :

$$\mathcal{L}_d = -C_d \bar{Q}_L \phi d_R - C_d \bar{d}_R \phi^\dagger Q_L \tag{1.50}$$

Le champ de Higgs est développé autour de la vev :

$$\mathcal{L}'_d = -\frac{C_d}{\sqrt{2}} \left(\bar{u}_L, \bar{d}_L\right) \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} d_R - \frac{C_d}{\sqrt{2}} \bar{d}_R \left(0, v+H\right) \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \tag{1.51}$$

ce qui donne une masse au quark bas :

$$m_d = \frac{C_d v}{\sqrt{2}} \tag{1.52}$$

Pour les quarks hauts, en posant $\phi^C = -i\tau_2 \phi^*$, dans le but de donner une masse à l'autre composante du doublet d'isospin, il vient :

$$\mathcal{L}_u = -C_u \bar{Q}_L \phi^C u_R - C_u \bar{u}_R \phi^{C\dagger} Q_L \tag{1.53}$$

54. $-C_l \left\{ \bar{l}_R \left(0; \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)\right) \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} l_L + \{\bar{\nu}_L; \bar{l}_L\} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H) \end{pmatrix} l_R \right\}$
$= -C_l (\bar{l}_R l_L + \bar{l}_L l_R) \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)$

En remarquant que $l_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5) l$ et $\bar{l}_{L/R} = \frac{1}{2}\bar{l}(1 \pm \gamma_5)$, on a :
$\bar{l}_L l_R + \bar{l}_R l_L = \frac{1}{2}\bar{l}(1+\gamma_5)\frac{1}{2}(1+\gamma_5)l + \frac{1}{2}\bar{l}(1-\gamma_5)\frac{1}{2}(1-\gamma_5)l = \frac{1}{4}\bar{l}(1+\gamma_5^2+2\gamma_5)l + \frac{1}{4}\bar{l}(1+\gamma_5^2-2\gamma_5)l = \bar{l}l$

55. $m_l \frac{H}{v} = \frac{g m_l H}{2 m_W}$.

ce qui donne une masse pour le quark haut :

$$m_u = \frac{C_u v}{\sqrt{2}} \tag{1.54}$$

d'où un lagrangien d'interaction en $\bar{\psi}\frac{gm_f}{2m_W}H\psi$

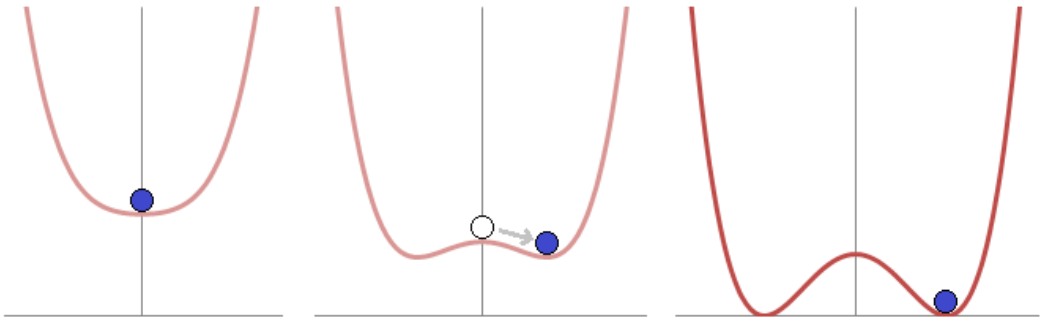
La lagrangien de Yukawa s'écrit ainsi :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_f m_f \bar{\psi}_f \psi_f + \frac{m_f}{v}\bar{\psi}_f \psi_f H \tag{1.55}$$

faisant apparaître les termes de masse de fermions et les couplages Higgs-fermions.

1.7.7 Interprétation de la brisure de symétrie dans l'évolution de l'univers

Dans le lointain passé proche du big-bang (Fig. 1.19a), la température était suffisamment haute pour que le potentiel de Higgs soit symétrique, donc avec une valeur moyenne attendue nulle du champ dans le vide. Il y avait alors 4 champs de Higgs massifs tandis que les bosons de jauge et fermions étaient de masse nulle. A la transition de phase (Fig. 1.19b), une brisure spontanée de symétrie a rendu le potentiel non symétrique (Fig. 1.19c), avec une valeur moyenne du champ attendue dans le vide non nulle. Les bosons de jauge et fermions ont acquis une masse tandis que trois des champs de Higgs ont été avalés par les bosons de jauge. Il reste alors un seul champ de Higgs, massif.



(a) (b) (c)

FIGURE 1.19 – *Illustration de la brisure spontanée de symétrie électrofaible. L'axe horizontal est le champ ϕ. L'axe horizontal est le potentiel du champ ϕ. (a) Dans le lointain passé proche du big-bang, la température est élevée, le potentiel est symétrique. Une transition de phase apparaît (b) lors du refroidissement de la température. Le potentiel devient (c) asymétrique.*
Source : Wikipedia : http ://en.wikipedia.org/wiki/Spontaneous_symmetry_breaking.

1.7.8 Interaction électrofaible : le lagrangien électrofaible du Modèle Standard

Les résultats précédents montrent que, en introduisant les champs[56] Ψ_i comme les doublets de leptons $\begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i^- \end{pmatrix}_L$ et de quarks $\begin{pmatrix} u_i \\ d'_i \end{pmatrix}_L$ avec $d'_i = \sum_j V_{ij} d_j$, ainsi que les champs[57] ψ_i indifféremment gauches ou droits, le lagrangien pour les champs de fermions s'écrit :

$$\begin{aligned} L_F = & \sum_j i\bar{\psi}_j \gamma^\mu \partial_\mu \psi_j \\ & - \sum_j \bar{\psi}_j \left(m_j + \frac{g m_j H}{2 m_W} \right) \psi_j \\ & - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma_\mu (1 - \gamma_5)(T^+ W_+^\mu + T^- W_-^\mu) \Psi_j \\ & - e \sum_j Q_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \psi_j A_\mu \\ & - \frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_j \bar{\psi}_j \gamma_\mu (g_V^j - g_A^j \gamma_5) \psi_j Z^\mu \end{aligned} \tag{1.56}$$

(1.57)

où les opérateurs T^+ et T^-, avec $T^\pm = \frac{\tau_1 \pm i\tau_2}{2}$ permettent de coupler les champs de charge distincte. Dans la troisième ligne, l'utilisation des champs gauches est lié au fait que le couplage $V - A$ n'interagit pas avec les courants droits. Finalement, le lagrangien électrofaible s'écrit en ajoutant les termes dynamiques.

Le tableau 1.6 présente les expressions littérales et valeurs numériques des coefficients g_V et g_A du courant neutre au Z.

	g_V	g_A		g_V	g_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	$\frac{1}{2}$
	0,5	0,5		0,1917	0,5
e, μ, τ	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$	d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$
	-0,0376	-0,5		-0,346	-0,5

Tableau 1.6 – *Valeurs de g_V et g_A pour le lagrangien non chargé interagissant avec le Z. Les expressions littérales sont présentées au-dessus de leur applications numériques.*

56. Noter la majuscule.
57. Noter la minuscule.

Ce lagrangien peut s'expliciter comme $L_F = L_{kin}^{leptons} + L_{kin}^{quarks} + L_{Yukawa}$ avec :

$$
\begin{aligned}
L_{kin}^{leptons} = \quad & \sum_l i\bar{\nu}_l\gamma^\mu\partial_\mu\nu_l + i\bar{l}\gamma^\mu\partial_\mu l && \text{lagrangien libre}\\
& -e\sum_l \bar{l}\gamma^\mu l A_\mu && \text{couplage leptons-}\gamma\\
& -\frac{g}{2\sqrt{2}}\sum_l \left[\bar{\nu}_l\gamma_\mu(1-\gamma_5)lW_+^\mu + \bar{l}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\nu_l W_-^\mu\right] && \text{couplage leptons-W}\\
& -\frac{g}{2\cos\theta_W}\sum_l \bar{\nu}_l\gamma_\mu\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\nu_l Z^\mu && \text{couplage neutrinos-Z}\\
& -\frac{g}{2\cos\theta_W}\sum_l \left[\sin^2\theta_W\bar{l}\gamma_\mu(1+\gamma_5)l + \left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)\bar{l}\gamma_\mu(1-\gamma_5)l\right]Z^\mu && \text{couplage leptons chargés-Z}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
L_{kin}^{quarks} = \quad & i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D && \text{lagrangien libre}\\
& -\tfrac{2}{3}e\bar{U}\gamma^\mu U A_\mu + \tfrac{1}{3}e\bar{D}\gamma^\mu D A_\mu && \text{couplage quarks-}\gamma\\
& -\frac{g}{2\sqrt{2}}\sum_l \left[\bar{U}\gamma_\mu(1-\gamma_5)V_{CKM}DW_+^\mu + \bar{D}V_{CKM}^\dagger\gamma_\mu(1-\gamma_5)UW_-^\mu\right] && \text{couplage quarks-W}\\
& -\frac{g}{2\cos\theta_W}\left[-\frac{2}{3}\sin^2\theta_W\bar{U}\gamma_\mu(1+\gamma_5)U + \left(\frac{1}{2}-\frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)\bar{U}\gamma_\mu(1-\gamma_5)U\right]Z^\mu && \text{couplage quarks-Z}\\
& -\frac{g}{2\cos\theta_W}\left[\frac{1}{3}\sin^2\theta_W\bar{D}\gamma_\mu(1+\gamma_5)D + \left(-\frac{1}{2}+\frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right)\bar{D}\gamma_\mu(1-\gamma_5)D\right]Z^\mu && \text{couplage quarks-Z}
\end{aligned}
$$

où U et D représentent respectivement les différents quarks *up* (u, c, t) et *down* (d, s, b).

Le lagrangien cinétique des champs de jauge $L_G = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$ peut se décomposer pour faire apparaître les couplages :

$$
\begin{aligned}
L_G = \quad & -\tfrac{1}{2}W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu} - \tfrac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \tfrac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} && \text{termes cinétiques}\\
& + ig\cos\theta_W\left[(W_{\mu\nu}^- W^{+\mu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu})Z^\nu + Z_{\mu\nu}W^{+\mu}W^{-\nu}\right] && \text{couplage } ZWW\\
& + ig\sin\theta_W\left[(W_{\mu\nu}^- W^{+\mu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu})A^\nu + F_{\mu\nu}W^{+\mu}W^{-\nu}\right] && \text{couplage } \gamma WW\\
& + g^2\cos^2\theta_W\left[Z_\mu Z_\nu W^{-\mu}W^{+\nu} - Z_\mu Z^\mu W_\nu^- W^{+\nu}\right] && \text{couplage } ZZWW\\
& + g^2\sin^2\theta_W\left[A_\mu A_\nu W^{-\mu}W^{+\nu} - A_\mu A^\mu W_\nu^- W^{+\nu}\right] && \text{couplage } \gamma\gamma WW\\
& + g^2\sin\theta_W\cos\theta_W\left[(Z_\mu A_\nu + Z_\nu A_\mu)W^{-\mu}W^{+\nu} - 2Z_\mu A^\mu W_\nu^- W^{+\nu}\right] && \text{couplage } \gamma ZWW\\
& + \tfrac{g^2}{2}W_\mu^- W_\nu^+\left[W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{-\nu}W^{+\mu}\right] && \text{couplage } WWWW
\end{aligned}
$$

1.7.9 Interaction forte et groupe de jauge $SU(3)_C$

Le lagrangien libre des quarks s'écrit

$$\mathcal{L}_q^{(0)} = \sum_{j=\{u,d,s,c,b,t\}} \bar{q}_j(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j)q_j(x) \tag{1.58}$$

Par analogie avec les groupe $U(1)$ et $SU(2)$, en imposant la conservation du lagrangien sous une transformation de jauge $SU(3)$ de couleur, notée $SU(3)_C$, les dérivées partielles ∂_μ sont remplacées par des dérivées covariantes $D_\mu = \partial_\mu + ig_s G_\mu(x)$, en introduisant la constante de couplage g_s de l'interaction forte, 8 champs de gluons G_μ^a et la transformation :

$$G_\mu(x) \to G'_\mu(x) = U(x)G_\mu(x)U^\dagger(x) + \frac{i}{g_s}(\partial_\mu U(x))U^\dagger \tag{1.59}$$

Les champs $G_\mu(x) = G_\mu^A(x)t^A$ peuvent s'écrire sur la base des générateurs $t_{ab}^A = \frac{\lambda_{ab}^A}{2}$ du groupe $SU(3)_C$, à partir des matrices de Gell-Mann λ^A, assurant une rotation de la couleur des quarks dans l'espace $SU(3)_C$ lors de l'interaction avec un gluon :

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

Le lagrangien étant invariant de jauge, il est possible de fixer la jauge. Différents choix sont possibles, par exemple les jauges de Lorentz ($\partial_\mu A^\mu(x) = 0$) et de Coulomb ($\vec{\nabla}\cdot\vec{A} = 0$), pour l'interaction électromagnétique. Dans certains choix de jauge, pour les théories non abéliennes, il apparaît des degrés de liberté non physiques pour les boucles virtuelles. Des champs scalaires (bosons) mais obéissant à la statistique de Fermi-Dirac (fermions), dits fantômes de Faddeev-Popov, sont introduits pour compenser artificiellement ces degrés de liberté.

En introduisant le champ tenseur $G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A - g_s f_{ABC} G_\mu^B G_\nu^C$ où f_{ABC} sont les constantes de structure du groupe $SU(3)$, avec la propriété $[t^A, t^B] = if_{ABC}t^C$, le lagrangien de la QCD s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{\psi}_{q,a}(i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu t_{ab}^C G_\mu^C - m_q \delta_{ab})\psi_{q,b} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} \tag{1.60}$$

1.7.10 Règles de Feynman

Les tableaux 1.7 et 1.8 présentent quelques règles pour le secteur électrofaible.

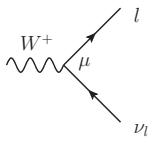
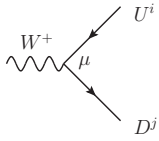
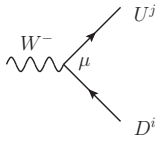
$W^+ l \nu_l$		$-\frac{i}{\sqrt{2}} g \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)$
$W^+ U D$		$-\frac{i}{\sqrt{2}} g \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) V_{ij}$
$W^- U D$		$-\frac{i}{\sqrt{2}} g \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) V_{ij}^\dagger$

Tableau 1.7 – *Quelques règles de Feynman pour le secteur électrofaible.*

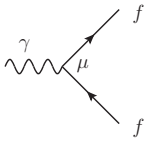
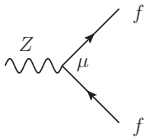
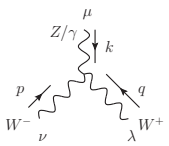
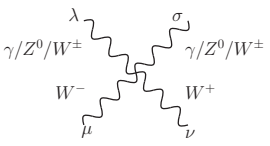
$\gamma f f$		$-ie\gamma^\mu Q$
$Z f f$		$-\frac{ig}{2\cos\theta_W} \gamma^\mu \left(g_V^f - g_A^f \gamma^5\right)$
WWZ/γ		$Z : ig\cos\theta_W \left[g^{\nu\lambda}(p-q)^\mu + g^{\lambda\mu}(q-k)^\nu + g^{\mu\nu}(k-p)^\lambda\right]$ $\gamma : ie \left[g^{\nu\lambda}(p-q)^\mu + g^{\lambda\mu}(q-k)^\nu + g^{\mu\nu}(k-p)^\lambda\right]$
$VVVV$		$-ig_\lambda g_\sigma \left(2g^{\mu\nu} - g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda}\right)$ combinaisons possibles $w^+w^-w^+w^-$, w^+w^-zz, $w^+w^-\gamma z$, $w^+w^-\gamma\gamma$ $g_i = \{g(W^\pm); g\cos\theta_W(Z); e(\gamma)\}$

Tableau 1.8 – *Quelques règles de Feynman pour le secteur électrofaible.*

Le tableau 1.9 présente quelques règles pour le secteur du Higgs.

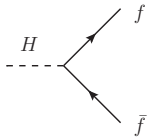
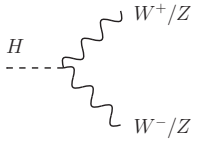
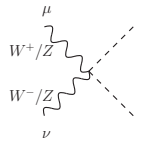
Hff		$-i\frac{m_f}{v}$
HVV		$HW^+W^- : \frac{1}{2}g^2 v g^{\mu\nu} \sim 2m_W^2/v$ $HZZ : \frac{g^2}{2\cos^2\theta_W} v g^{\mu\nu} \sim 2m_Z^2/v$
$HHVV$		$HHW^+W^- : \frac{i}{2}g^2 g^{\mu\nu}$ $HHZZ : \frac{i}{2}\frac{g^2}{\cos^2\theta_W} g^{\mu\nu}$
HHH		$-3i\frac{m_H^2}{v}$
$HHHH$		$-3i\left(\frac{m_H}{v}\right)^2$

Tableau 1.9 – *Quelques règles de Feynman pour le secteur du Higgs.*

Le tableau 1.10 présente quelques règles pour le secteur de l'interaction forte.

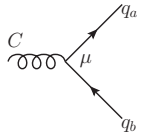
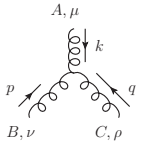
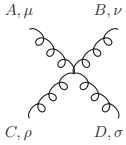
gluon-quark-quark		$-\frac{i}{2}g_s\gamma^\mu\lambda^C_{ab}$
3 gluons		$-g_s f^{ABC}$ [$g^{\mu\nu}(k-p)^\rho$ + $g^{\nu\rho}(p-q)^\mu$ + $g^{\rho\mu}(q-k)^\nu$]
4 gluons		$-ig_s^2$ [$f^{ABC}f^{CDE}(g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma}g^{\nu\rho})$ + $f^{ACE}f^{BDE}(g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma}g^{\nu\rho})$ + $f^{ADE}f^{BCE}(g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma})$]

Tableau 1.10 – *Quelques règles de Feynman pour le secteur QCD.*

1.8 Contraintes théoriques sur la masse du Higgs

Bien que la masse du Higgs soit un paramètre libre du Modèle Standard, des contraintes peuvent être formulées, par des conditions de consistance du modèle et d'extrapolations à des énergies plus élevées.

1.8.1 Stabilité du vide

Les équations du groupe de renormalisation imposent une évolution de la constante d'auto-couplage λ du Higgs (couplage quartique). En posant $t = ln\ Q^2$ et en introduisant le couplage de Yukawa du top $\lambda_t = \sqrt{2}m_t/v$, l'équation s'écrit :

$$\frac{d\lambda}{dln\ Q^2} \approx \frac{1}{16\pi^2}\left\{12\lambda^2 + 6\lambda\lambda_t^2 - 3\lambda_t^4 - \frac{3}{2}\lambda(3g^4 + g'^2) + \frac{3}{16}[2g^4 + (g^2 + g'^2)^2]\right\} \quad (1.61)$$

La constante d'auto-couplage doit être positive, sinon le potentiel scalaire n'a plus de borne inférieure, rendant le vide instable. Pour les faibles valeurs de l'auto-couplage, sa valeur à une échelle d'énergie Λ peut s'écrire en fonction d'une échelle de référence, par exemple la valeur moyenne attendue dans le vide du champ de Higgs :

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2}\left\{-12\frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16}\left[2g^4 + (g^2 + g'^2)^2\right]\right\} ln\ \frac{Q^2}{v^2} \quad (1.62)$$

Puisque la masse du Higgs est reliée à cette constante d'auto-couplage, une contrainte basse sur la masse du Higgs peut être déduite[58] [102] à partir de l'échelle d'énergie Λ jusqu'à laquelle le Modèle Standard est valide :

$$m_H^2 > -\frac{v^2}{8\pi^2}\left\{-12\frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16}[2g^4 + (g^2 + g'^2)^2]\right\} ln\ \frac{\Lambda^2}{v^2} \quad (1.63)$$

Suivant la valeur de Λ, on obtient des contraintes plus ou moins basses : $m_H > 130\ GeV$ pour $\Lambda = 10^{16}\ GeV$, $m_H > 70\ GeV$ pour $\Lambda = 1\ TeV$, en tenant compte d'une formule moins approchée.

1.8.2 Trivialité

Dans le cas du régime où la constante d'auto-couplage est élevée, l'équation de son évolution s'écrit :

$$\frac{1}{\lambda(v^2)} - \frac{1}{\lambda(Q^2)} = \frac{3}{4\pi^2} ln(Q^2/v^2) \quad (1.64)$$

ce qui aboutit à :

$$\lambda(Q^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{4\pi^2} ln\frac{Q^2}{v^2}} \quad (1.65)$$

58. Une erreur de signe est présente dans le document original de l'auteur, clef : J. Baglio, A. Djouadi, M. Escalier, private comm., March 2012.

Ainsi, pour éviter une divergence au pôle critique dit de Landau : $\Lambda_C = ve^{\frac{2\pi^2}{3\lambda}} = ve^{\frac{4\pi^2 v^2}{3m_H^2}}$, deux possibilités sont offertes : soit le couplage quartique doit être nul pour l'énergie v, aboutissant à une théorie dite "triviale", c'est-à-dire une théorie de champs libres n'interagissant pas, soit le Modèle Standard ne doit plus être valide à cette énergie, conduisant par la contrainte $\lambda(v) < \lambda(\Lambda_C)$ à une contrainte supérieure sur la masse du Higgs :

$$m_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3\ ln(\Lambda^2/v^2)} \tag{1.66}$$

La contrainte donne $m_H < 160\ GeV$ pour $\Lambda = 10^{16}\ GeV$ et $m_H < 760\ GeV$ pour $\Lambda = 1\ TeV$.

1.8.3 Unitarité

La diffusion élastique de bosons W, $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ possède une section efficace de la contribution longitudinale qui augmente avec l'énergie. En l'absence de phénomène de nouvelle physique, ce comportement conduit à une divergence à haute énergie dite violation d'unitarité [59], par évocation de la matrice unitaire S de diffusion intervenant dans le calcul de la section efficace. L'existence d'une nouvelle résonance, par exemple le Higgs, permet de régulariser la divergence [60] et conduit à une contrainte sur sa masse. En tenant compte du théorême optique [103] reliant la section efficace de diffusion à son amplitude à l'avant (angle de diffusion $\theta = 0$), la section efficace s'écrit :

$$\sigma = \frac{4\pi}{s} Im\{-iM(\theta = 0)\} \tag{1.67}$$

avec, en introduisant les variables de Mandelstam s et t, dans l'approximation de haute énergie (s et $m_H^2 >> m_W^2, m_Z^2$) :

$$-iM(W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-) = -i\sqrt{2}G_F m_H^2 \left(\frac{s}{s-m_H^2} + \frac{t}{t-m_H^2}\right) \tag{1.68}$$

La décomposition en ondes partielles a_l de moment angulaire orbital l s'écrit :

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)|a_l|^2 \tag{1.69}$$

La contrainte $|a_l|^2 < |Im\ a_l|$ conduit à $(Re\ a_l)^2 \leq |Im\ a_l|(1 - |Im\ a_l|)$, c'est-à-dire, en tenant compte du tableau de variation de $|Im\ a_l| : |Re\ a_l| < 1/2$. Le premier terme a_0, de plus grande valeur donc apportant la contrainte la plus stricte, s'écrivant [61] dans la limite $s >> m_H^2 : a_0 = -\frac{G_F m_H^2}{4\pi\sqrt{2}}$, donne [62] $m_H^2 \leq \frac{2\pi\sqrt{2}}{G_F}$ soit [104] $m_H < O(870\ GeV)$. Si la masse

59. c'est-à-dire une probabilité de processus supérieure à 1.

60. rendre finie la section efficace.

61. avec $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}$.

62. Dans la référence [104], la contrainte $|a_l| < 1$, moins restrictive est considérée : $m_H^2 \leq \frac{4\pi\sqrt{2}}{G_F}$, soit $m_H < O(1,2\ TeV)$.

de la nouvelle résonance est supérieure à ce seuil, un phénomène de nouvelle physique doit apparaître pour l'interaction faible. De manière plus générale, la limite la plus restrictive est obtenue en combinant divers canaux de diffusion présentant une possible violation d'unitarité. La contrainte est alors [104] $m_H^2 < \frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F}$, soit $m_H < O(700\ GeV)$.

1.8.4 Synthèse des contraintes et compatibilité avec l'observation

La figure 1.20 présente le résumé des contraintes théoriques.

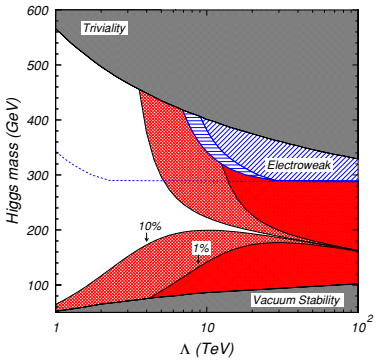


FIGURE 1.20 – *Limites théoriques sur la masse du Higgs : trivialité, stabilité du vide et ajustement fin, en fonction de l'échelle Λ de validité du Modèle Standard. La région rouge hachurée foncée (respectivement claire) marquée de 1 % (respectivement 10 %) représente l'ajustement fin supérieur à ces pourcentages. Source : [105].*

La masse du candidat Higgs observé par ATLAS [106] et CMS [107, 108] dans le domaine $m_H \approx 125 - 126\ GeV$ se trouve dans la région de méta-stabilité (Fig. 1.21) de l'espace des phases, c'est-à-dire qu'il correspond à un potentiel très légèrement instable, devenant négatif et développant un second minimum, mais avec un temps de transition plus long que l'âge de l'univers.

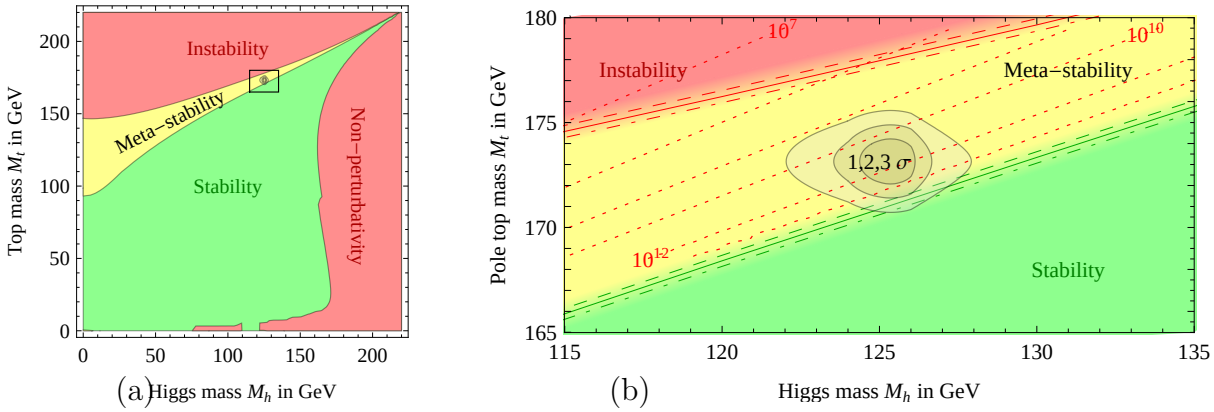


FIGURE 1.21 – *(a, b : zoom) Régions de stabilité, méta-stabilité et instabilité du vide dans le plan de la masse du top et du Higgs. Source : [109].*

1.9 Modes de production et désintégration du Higgs

Les modes de production du Higgs dépendent des particules entrant en collision, ce qui donne des canaux de recherche différents pour le LEP et les collisionneurs hadroniques tels que le Tevatron et LHC.

Pour LEP 1, à l'énergie du Z, le canal considéré est le processus de Bjorken [110] $e^+e^- \to Z \to Z^*H$ avec $Z^*(\to \nu\bar{\nu})H(\to b\bar{b})$, $Z^*(\to e^+e^-, \mu^+\mu^-)H(\to b\bar{b})$. Les topologies avec désintégration du Z^* en hadrons ou paires de τ ne sont pas envisagées en raison du bruit de fond hadronique trop important. Comme le Z final est virtuel, la recherche peut se faire jusqu'à une masse $m_H \leq m_Z$. Pour LEP 2, les modes de production du Higgs sont (Fig. 1.22) le processus de Higgs-strahlung $e^+e^- \to Z^* \to ZH$ et en moindre taux la fusion de $W : e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e H$ et la fusion de $Z : e^+e^- \to e^+e^-H$. Le domaine de masse est restreint pour les deux processus minoritaires en raison de l'énergie emportée par les deux bosons de jauge. Pour le canal ZH, dans la zone de masse accessible ($m_H \leq \sqrt{s} - m_Z$), la désintégration du Higgs se fait principalement par le canal dominant de paires de quarks b, aboutissant à plusieurs topologies suivant la désintégration du Z : 4 jets $(69,9\%)$, énergie manquante $(19,9\%)$, leptons chargés légers $l\bar{l}$ $(6,8\%)$, τ $(3,4\%)$.

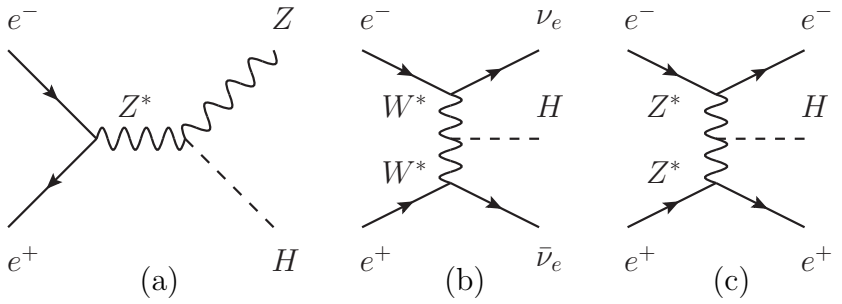


FIGURE 1.22 – *Diagrammes de Feynman de production du Higgs à LEP 2 : (a) $e^+e^- \to Z^* \to ZH$, (b) $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e H$, (c) $e^+e^- \to e^-e^+H$.*

Les principaux modes de production du Higgs standard au Tevatron et LHC sont présentés sur la figure 1.23.

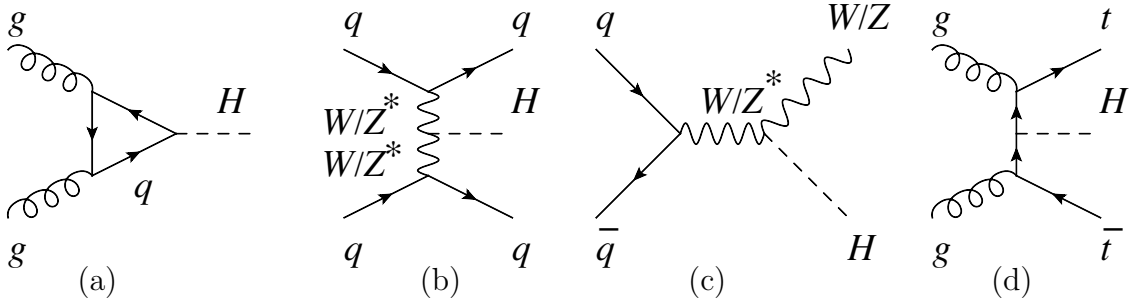


FIGURE 1.23 – *Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant des différents modes de production du Higgs dans le Modèle Standard : (a) fusion de gluons, (b) fusion de bosons vectoriels (VBF), (c) production associée avec un W ou un Z, (d) processus ttH.*

Pour les sections efficaces de fusion de gluons et VBF, le schéma à pôle complexe est utilisé tandis que pour les modes WH, ZH et ttH, l'approximation de largeur faible ou nulle (NWA pour Narrow Width Approximation ou ZWA pour Zero Width Approximation) est utilisé. Le passage de 7 à 8 TeV augmente la section efficace de Higgs par environ 30 %, tandis que le bruit de fond augmente de l'ordre de 20 % pour la production de $\gamma\gamma$ et de dibosons, de 50 % pour les bruits de fond réductibles tels que tt, Zbb, ce qui augmente la sensibilité de recherche du Higgs par 15 %. Le mode dominant est la fusion de gluons en Higgs, par l'intermédiaire d'une boucle de quarks lourds (principalement top et bottom), le Higgs ne se couplant qu'aux particules électrofaibles. Au Tevatron, les antiquarks sont de valence, au LHC, issus de la mer, rendant la hiérarchie entre les processus différents. Ainsi, au Tevatron, le processus secondaire est la production associée W/ZH (dite aussi Higgs-strahlung) tandis qu'au LHC, il s'agit de la fusion de bosons vectoriels $qq \to qqH$ produits par les quarks, processus dit VBF (Vector Boson Fusion). Dans l'analyse, l'appellation VBF est parfois utilisée de façon abusive à la place de Weak Boson Fusion (WBF), ce dernier processus ne faisant intervenir que les bosons vectoriels électrofaibles W et Z tandis que le premier inclut en outre les gluons, qui sont aussi des bosons vectoriels. La technique de veto de jet central n'a d'effet que sur les contributions de processus de fusion de W ou Z émis par les quarks. Comme le processus de VBF se fait principalement par fusion de W ou de Z, pour une même masse de Higgs considérée, la fraction d'impulsion x des bosons vectoriels diminue avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse. Comme la densité de probabilité des W et Z est en $1/x$, la section efficace de VBF est très inférieure au Tevatron qu'au LHC, rendant ce canal particulièrement intéressant au LHC. Les quarks peuvent aussi s'annihiler en bosons de jauge électrofaibles, qui ont un couplage plus élevé, comme le canal WH et le canal[63] ZH. La production WH est environ deux fois plus grande que la production ZH en raison de l'espace des phases (W^+, W^-, mais aussi la contrainte de saveurs de quarks pour ZH et la masse plus faible du boson W). La fusion directe de quarks en Higgs (couplage de Yukawa) a une section efficace trop faible en raison de la masse des quarks légers provenant des hadrons de la collision. Le processus de moindre section efficace est la production ttH. Enfin, il existe la fusion de quarks b vers le Higgs (bbH), de l'ordre de 1 % de ggH. Le calcul peut se faire par (Fig. 1.24) un schéma à quatre saveurs (4FS pour 4 Flavor Scheme) ou à cinq saveurs (5FS). Le choix retenu est une combinaison [111] des deux prescriptions. La fusion de quarks c est négligeable, en raison de la différence de masse avec le quark b, malgré l'effet de la densité de partons dans le proton.

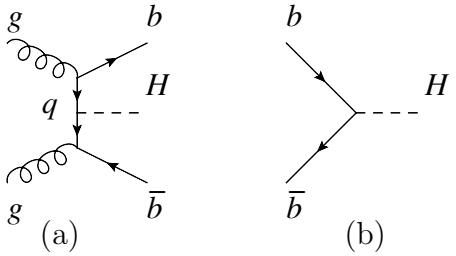


FIGURE 1.24 – *Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant de bbH pour le schéma à (a) quatre (4FS) et (b) cinq saveurs (5FS).*

63. En plus du mode $q\bar{q} \to ZH$ dominant, il existe le mode $gg \to ZH$, de l'ordre de 5 % du premier.

Un autre mode de production (Fig. 1.25), rare, est la production du Higgs en association avec un quark *top* célibataire : tH [112–116].

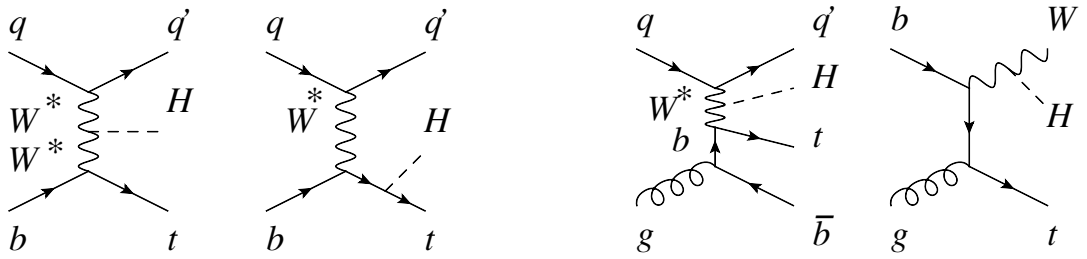


FIGURE 1.25 – *Diagrammes de Feynman du processus de production de tH au LHC pour un schéma $5FS$ et $4FS$.*

Ce mode est également sensible (Tab. 1.11, Fig. 1.26) à la différence de signe entre le couplage du Higgs au W et au top, permettant de lever la dégénérescence des couplages.

	$\sigma^{NLO}(pp \to tHj)\ [fb]$	
	$c_F = 1$	$c_F = -1$
$8\ TeV$	$18.28^{+0.42}_{-0.38}$	$233.8^{+4.6}_{-0}$
$14\ TeV$	$88.2^{+1.7}_{-0.}$	982^{+28}_{-0}

Tableau 1.11 – *Sections efficaces de production de tH au LHC. Le paramètre c_V est fixé à 1. Les paramètres c correspondent à l'autre notation κ des facteurs d'échelle. Source : [114].*

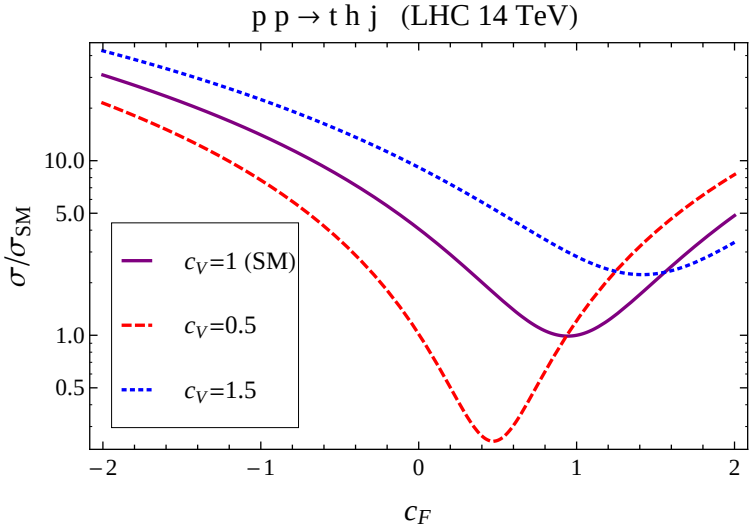
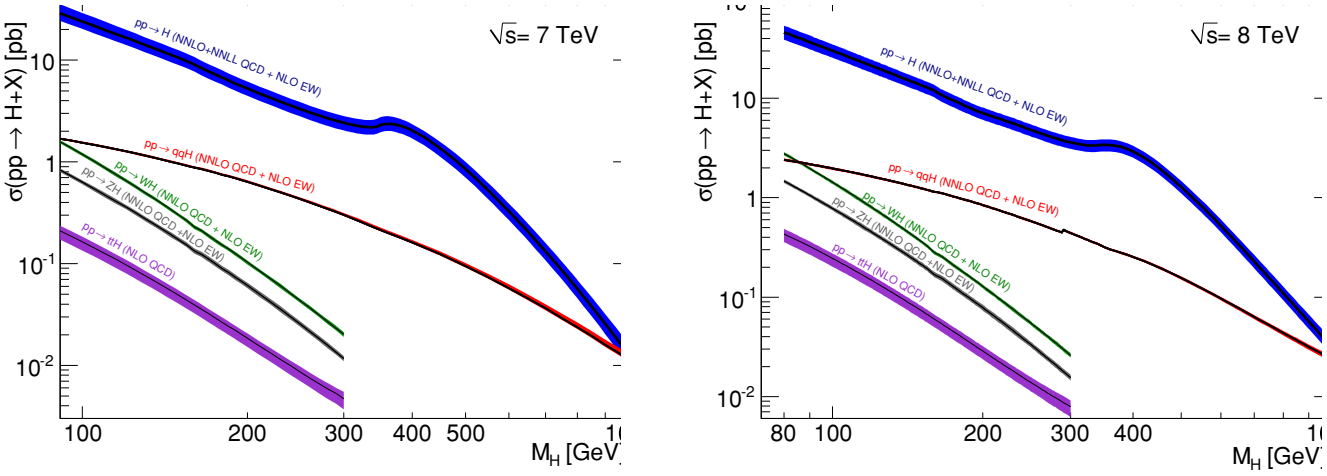


FIGURE 1.26 – *Sections efficaces à $\sqrt{s} = 14\ TeV$ normalisées à la prédiction du Modèle Standard, en fonction de c_F. Les paramètres c correspondent à l'autre notation κ des facteurs d'échelle. Source : [114].*

Les sections efficaces pour le LHC sont présentées sur la figure 1.27 pour $\sqrt{s} = 7$ et 8 TeV.



(a) (b)

FIGURE 1.27 – *Sections efficaces de production pour différents mécanismes de production du boson de Higgs standard, à une énergie dans le centre de masse de (a) $\sqrt{s} = 7$ et (b) 8 TeV. Source : [117].*

La figure 1.28 présente la section efficace de production à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Le passage de $\sqrt{s} = 8$ TeV à $\sqrt{s} = 14$ TeV fait augmenter la section efficace de fusion de gluons par $2,6$.

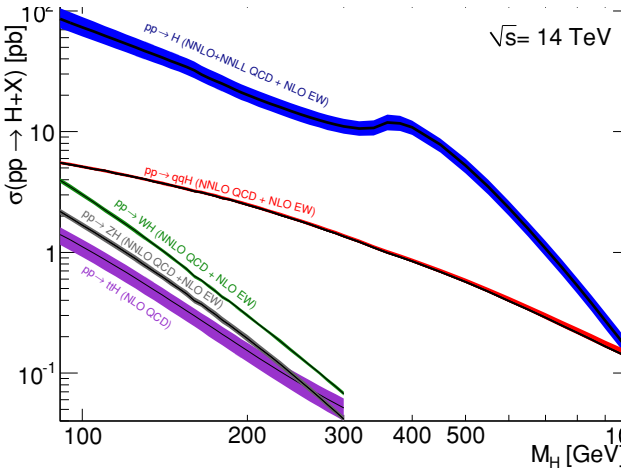


FIGURE 1.28 – *Sections efficaces de production pour différents mécanismes de production du boson de Higgs standard, à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Source : [117].*

Outre les processus de diffusion dure, il existe des processus de diffusion diffractive [64], déjà observés expérimentalement en physique (Fig. 1.29), correspondant à un échange de singulet de couleur (appelé Poméron) entre les protons initiaux. Dans le cadre de la QCD, cet échange est décrit par l'interaction de deux gluons. Le Higgs peut être produit de façon simplement diffractif ou doublement diffractif, avec une section efficace bien plus faible que dans les processus traditionnels de production du Higgs, mais avec une pureté bien plus grande en raison de l'échange de Poméron qui supprime la production de particules entre les protons diffusés et le Higgs. La très faible section efficace [118] et l'acceptance particulière nécessaire rendent trop difficile la recherche par ce mécanisme. L'expérience ATLAS n'a pas réalisé de recherche par ce mode de production, à la période contemporaine à ce manuscrit.

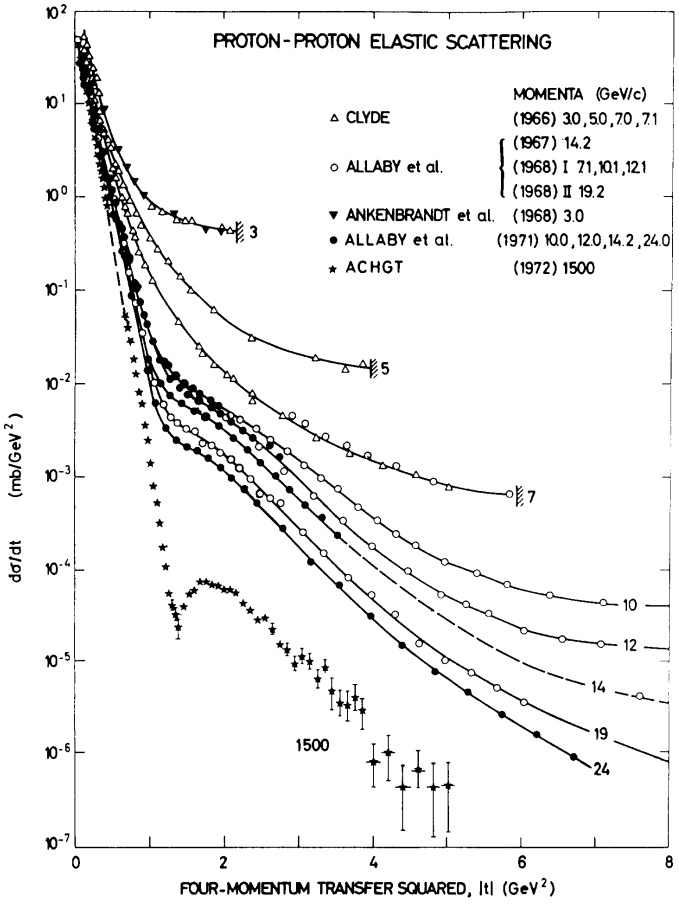


FIGURE 1.29 – *Section efficace différentielle de protons en fonction du carré du transfert d'impulsion ($|t|$) pour différentes impulsions des protons incidents. Lorsque l'énergie augmente, le phénomène de diffraction apparaît, tandis que pour les énergies faibles, la diffraction est masquée par des contributions qui sont des puissances inverses de l'énergie. Source : [119].*

64. en raison de la section efficace $d\sigma/dt$ similaire au motif de la diffraction de la lumière par un orifice circulaire, en optique ondulatoire.

Outre la production de Higgs simple, la production multiple est possible. Dans le potentiel du Higgs après brisure spontanée de symétrie, $V(H) = \lambda v^2 H^2 + \lambda v H^3 + (1/4)\lambda H^4$, le premier terme est relatif à la masse du Higgs, le deuxième à l'auto-couplage trilinéaire, c'est-à-dire le vertex à 3 Higgs : HHH, le troisième à l'auto-couplage quartique, c'est-à-dire le vertex à 4 Higgs : $HHHH$. Les forces des auto-couplages peuvent être déduits de la masse. Cependant, un test de cohérence du Modèle Standard nécessite la mesure de ces auto-couplages. Le couplage tri-linéaire est accessible, bien que très difficile, au LHC, pour une grande luminosité, par la production de paires de Higgs. Le processus dominant de production de paires de Higgs au LHC est (Fig. 1.30) la fusion de gluons $gg \to HH$ [120–122], suivi de la fusion de W ou Z (Fig. 1.31) et le double Higgs-strahlung (Fig. 1.32).

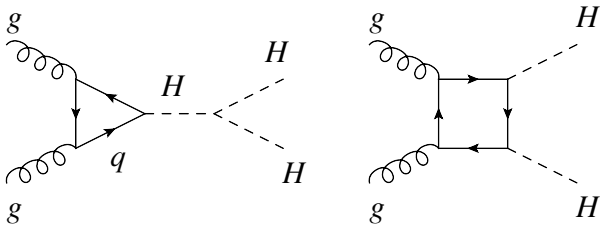


FIGURE 1.30 – *Diagrammes de Feynman de production de paires de Higgs par fusion de gluons.*

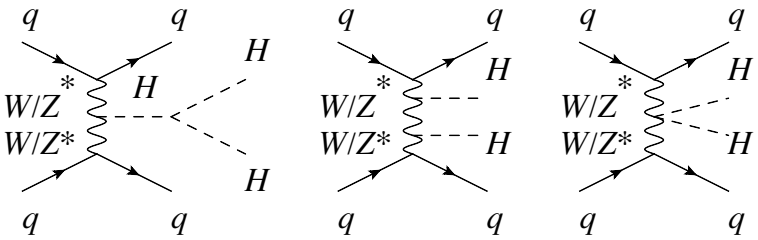


FIGURE 1.31 – *Diagrammes de Feynman de production de paires de Higgs par fusion de W et de Z.*

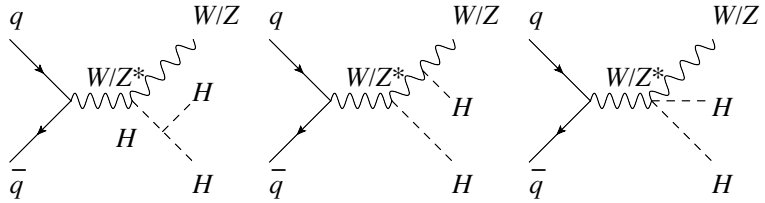


FIGURE 1.32 – *Diagrammes de Feynman de la production de paires de Higgs par double Higgs-strahlung pour un collisionneur hadronique.*

Le couplage quartique, nécessitant la production simultanée de trois bosons de Higgs (Fig. 1.33), est trop difficile à sonder au LHC en raison de la section efficace trop faible, de l'ordre de 8 fb [123] pour $m_H = 125\ GeV$ pour un accélérateur de type LHC étendu à une énergie de 200 TeV.

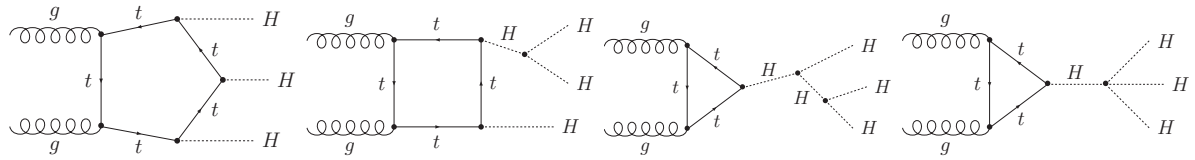


FIGURE 1.33 – *Diagrammes de Feynman pour la production $gg \to HHH$. Source : [123].*

Les figures 1.34 et 1.35 présentent les diagrammes de production de paires de Higgs pour un collisionneur linéaire.

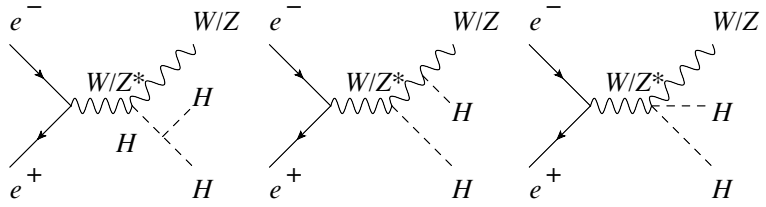


FIGURE 1.34 – *Diagrammes de Feynman de la production de paires de Higgs par double Higgs-strahlung pour un collisionneur linéaire.*

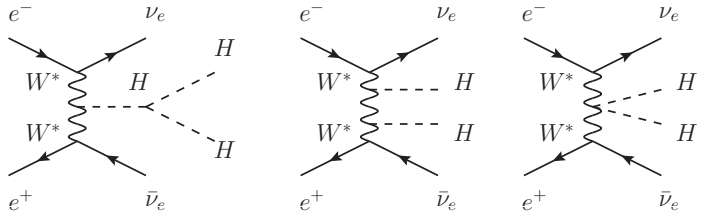


FIGURE 1.35 – *Diagrammes de Feynman de production de paires de Higgs par fusion de W et de Z pour un collisionneur linéaire.*

La largeur de désintégration du boson de Higgs est présentée sur la figure 1.36. Pour les masses faibles, la largeur est très faible : $\Gamma_H < 10\ MeV$. Pour les masses supérieures à $130\ GeV$, elle augmente rapidement, atteignant $\Gamma_H = 1\ GeV$ au-dessus de $m_H = 160\ GeV$, seuil de production de paires ZZ sur couche de masse. Pour les largeurs supérieures à environ $500\ GeV$, elle est du même ordre de grandeur que sa masse.

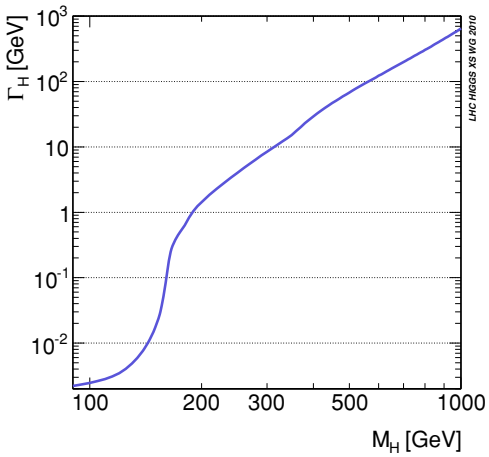


FIGURE 1.36 – *Largeur totale de désintégration du Higgs. Source : [117].*

Une fois que la masse du Higgs est connue, toutes les propriétés du Higgs sont déterminées. Le couplage du Higgs aux fermions est proportionnel à la masse des fermions. Le couplage du Higgs aux bosons de jauge est proportionnel au carré de la masse des bosons de jauge. Ainsi, au sein d'une même nature (fermion ou boson de jauge), le Higgs se désintègre préférentiellement vers les particules les plus lourdes autorisées par l'espace des phases. Comme les gluons et photons sont sans masse, ils ne se couplent pas directement au boson de Higgs. Ces particules peuvent cependant se coupler de façon effective au boson de Higgs par l'intermédiaire de boucles virtuelles.

La figure 1.37 présente les canaux les plus importants de désintégration. La désintégration Dalitz $H \to \gamma(\gamma/Z)^*$, avec désintégration du photon virtuel en paire de fermions, est de l'ordre de 5 % du rapport d'embranchement de $H \to \gamma\gamma$.

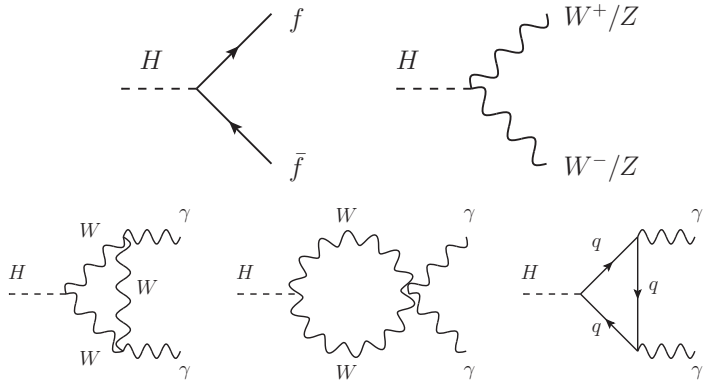


FIGURE 1.37 – *Diagrammes de Feynman de désintégrations du Higgs typiquement étudiées aux collisionneurs. Le mode $H \to Z\gamma$ est similaire au mode $H \to \gamma\gamma$, en remplaçant un des photons par un Z.*

Chaque canal de désintégration a une certaine probabilité, dit taux ou rapport d'embranchement, noté souvent BR ou BF. La figure 1.38 présente les rapports d'embranchement du Higgs, sans (a) ou avec (b, c) produit par la section efficace de production, et distingue différentes régions de masse du Higgs (léger, intermédiaire, lourd).

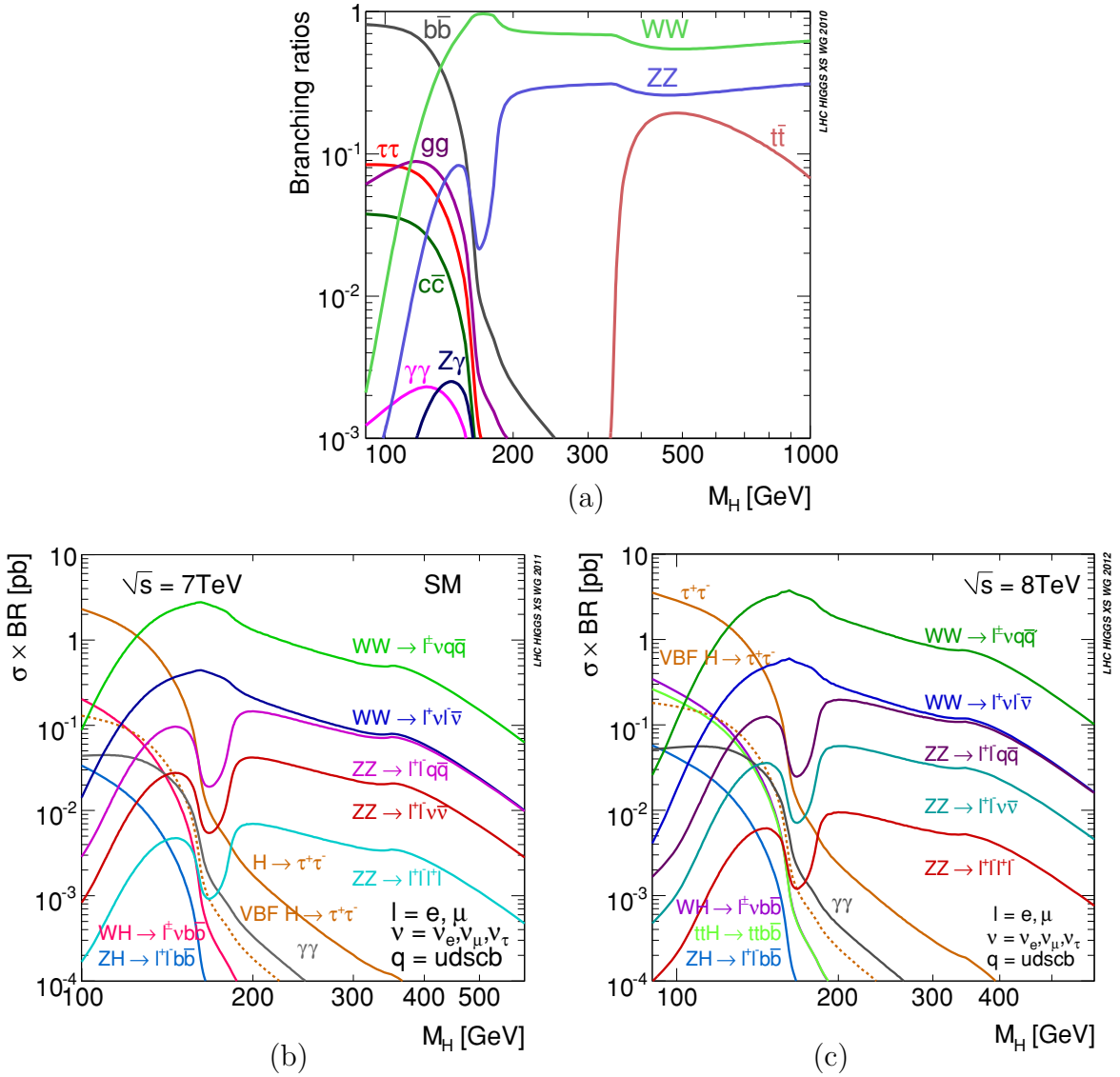


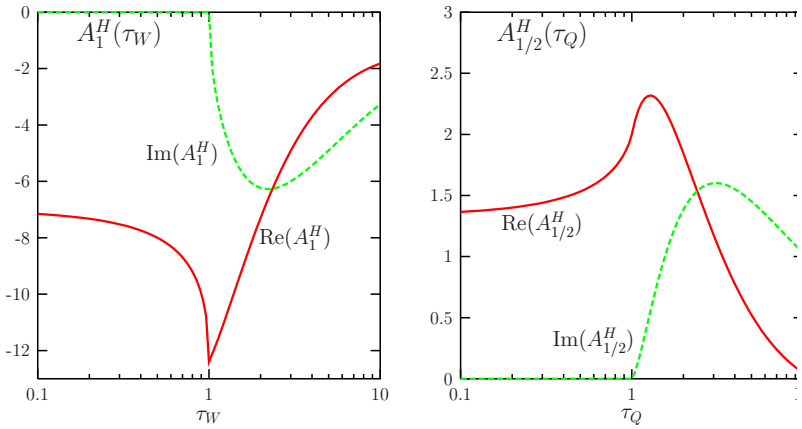
FIGURE 1.38 – *(a) Rapports d'embranchement, et produits de sections efficaces par les rapports d'embranchement, pour le boson de Higgs du Modèle Standard, à une énergie de (b) 7 TeV et (c) 8 TeV. Source : [117].*

Dans la région de basse masse, $m_H = 100$ à $130\ GeV$, le mode principal de désintégration est le canal $H \to b\bar{b}$, avec un rapport d'embranchement de l'ordre de 75 à 50 % pour la gamme $m_H = 115 - 130\ GeV$. Les désintégrations suivantes dans l'ordre décroissant des rapports d'embranchement sont $H \to \tau\tau$, $H \to gg$, $H \to cc$, avec des taux respectifs de l'ordre de 7 à 5 %, 7 % et 3-2 %. Le taux du canal $H \to WW^*$, inférieur au pourcent pour $m_H = 100\ GeV$, augmente considérablement pour atteindre 30 % vers $m_H = 130\ GeV$.

Pour cette masse, le taux du canal $H \to ZZ^*$ est de l'ordre du pourcent. Le canal $H \to \gamma\gamma$ est rare, avec un rapport d'embranchement de l'ordre du pour mille, véhiculée par des boucles de W et de quarks lourds, principalement de top, qui interfèrent négativement. En vertu du théorême de Landau-Yang [124, 125], l'observation dans ce canal rejette l'hypothèse de spin 1. La largeur de désintégration s'écrit [102, 126–129] en fonction des amplitudes de boucles de fermions ($A^H_{1/2}(\tau_f)$) et de W ($A^H_{1/2}(\tau_W)$), avec $\tau_i = \frac{m_h^2}{4m_i^2}$:

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 m_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_c Q_f^2 A^H_{1/2}(\tau_f) + A^H_1(\tau_W) \right|^2 \tag{1.70}$$

La figure 1.39 présente la distribution des amplitudes $A^H_1(\tau_W)$ et $A^H_{1/2}(\tau_f)$ pour la désintégration $H \to \gamma\gamma$. Pour une masse $m_H = 125,5\ GeV$, avec $\tau_Q \approx 0,129$ et $\tau_W \approx 0,62$, la largeur peut s'écrire sous la forme $\Gamma(H \to \gamma\gamma)/\Gamma^{SM}(H \to \gamma\gamma) = |1,26\kappa_W - 0,26\kappa_t|^2$, où κ_W et κ_t sont respectivement les facteurs d'échelle des contributions de W et de quarks, par rapport à la prédiction du Modèle Standard.



(a) (b)

FIGURE 1.39 – *Parties réelles et imaginaires des amplitudes de désintégration du Higgs en paire de photons par une boucle de (a) W ou (b) de quarks lourds. Source : [102].*

Les taux de désintégration $H \to s\bar{s}$ et $H \to \mu\mu$ sont de l'ordre de 10^{-4}. Dans la region intermédiaire, de $m_H = 130$ à $180\ GeV$, le Higgs se désintègre suivant le canal $H \to WW$ et $H \to ZZ$, avec un boson de jauge virtuel en dessous du seuil de masse. Dans la région de haute masse, $m_H > 2m_Z$, de $m_H = 180\ GeV$ à $1\ TeV$, le Higgs se désintègre presque exlusivement en bosons de jauge : 2/3 pour $H \to WW$ et 1/3 pour $H \to ZZ$. L'ouverture du canal $H \to t\bar{t}$ a lieu vers $350\ GeV$.

L'étude des différents mécanismes de production et de désintégration permet d'apporter une robustesse et un test de consistence du modèle par la comparaison des différents canaux, une augmentation de la sensibilité par leur combinaison, et un test des différents couplages de Higgs.

1.10 Section efficace à l'ordre N^kLO

Afin de pouvoir préparer les analyses et interpréter les résultats, il est nécessaire de connaître avec précision la section efficace théorique de production et la topologie de désintégration des processus considérés, pour une configuration proche de celle de la prise de données. A énergie suffisamment grande, la théorie du Modèle Standard est perturbative, c'est-à-dire que les propriétés d'une observable peuvent être prédites par une modélisation approximative du problème auquel s'ajoutent graduellement des perturbations, tronquant le calcul à un certain ordre, suivant le degré de précision souhaité et tenant compte des difficultés grandissantes en termes de calcul.

En vertu du théorême de factorisation, la section efficace de production d'un processus fondamental pour un collisionneur hadronique s'écrit en fonction de la section efficace partonique [65] $\hat{\sigma}(i,j \to X|\hat{s},\mu_F,\mu_R)$, caractéristique de l'interaction dure, où μ_R et μ_F sont définis ultérieurement, et des densités de probabilité [66] $f_k^h(x,\mu_F)$, d'observer un parton de type k avec une fraction d'impulsion x dans les hadrons h se collisionnant [67], caractéristiques de la physique à longue distance :

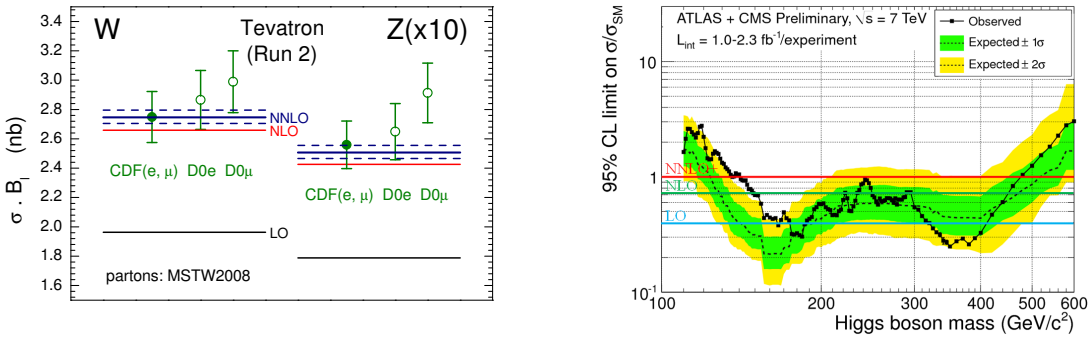
$$\sigma(hh \to X) = \sum_{i,j=\{q,\bar{q},g\}} \int_0^1 \int_0^1 \hat{\sigma}(i,j \to X|\hat{s},\mu_F,\mu_R) f_i^h(x_i,\mu_F) f_j^h(x_j,\mu_F) dx_i dx_j \quad (1.71)$$

La section efficace peut s'écrire de façon différentielle lors de l'étude de certaines observales cinématiques : impulsion transverse, rapidité ou pseudo-rapidité. Pour les cas les plus simples, l'intégration sur l'espace des phases peut se faire de façon analytique. Sinon, une intégration numérique est nécessaire. La factorisation de la section efficace fait apparaître une échelle, dite de factorisation μ_F, qui sépare l'échelle perturbative du processus dur, où les calculs se font par les éléments de matrice, et l'échelle non perturbative, liée aux densités de partons f_i (pdfs [68]). Par un développement perturbatif, la section efficace partonique s'écrit comme une somme infinie de termes décroissants en fonction des ordres croissants en la constante de couplage : terme fondamental d'ordre 0 (LO), dit de l'arbre, et ordres supérieurs : ordre 1 (NLO), ordre 2 ($NNLO$), et plus généralement ordre k ($k \geq 0$) (N^kLO) vis-à-vis de l'augmentation de l'ordre de la constante de couplage, principalement QCD puisque $\alpha_{QCD} \gg \alpha_{QED}$, par rapport à l'ordre du développement fondamental. Par exemple, le processus $gg \to \gamma\gamma$ dit boîte (box) est en toute rigueur au $NNLO$ puisque la section efficace est en α_s^2 mais est appelé parfois par abus de langage leading order puisque étant le diagramme d'ordre le plus bas entre des gluons et des photons. Le développement perturbatif fait apparaître les facteurs dits K caractérisant la correction par rapport à l'ordre fondamental ($K_{N^kLO/LO}$) ou par rapport à l'ordre précédent ($K_{N^kLO/N^{k-1}LO}$) :

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_{LO}.(1 + K_{NLO/LO}).(1 + K_{NNLO/NLO}).\cdots.(1 + K_{N^kLO/N^{k-1}LO}).\cdots \quad (1.72)$$

65. La double interaction partonique est possible.
66. dites fonctions de structures.
67. L'énergie dans le centre de masse est $\hat{s} = x_i x_j s$.
68. à ne pas confondre avec la notation similaire pdf dans le contexte d'une densité de probabilité d'une variable discriminante.

Plus les calculs théoriques sont d'ordre élevé, plus grande est la précision sur les prédictions théoriques. Il a déjà été montré par le passé que le calcul de la section efficace en tenant compte de différents degrés de corrections peut s'avérer nécessaire pour avoir un accord entre données expérimentales et prédictions théoriques (Fig. 1.40a) (Fig. 1.40b). Les ordres supérieurs ouvrent souvent des nouveaux canaux, ce qui a tendance à augmenter la section efficace, mais il n'y a pas de règle absolue quant à l'augmentation de la section efficace avec l'ordre du calcul.



(a) (b)

FIGURE 1.40 – *(a) Comparaison entre les résultats expérimentaux du Tevatron et les sections efficaces totales de production de W ($W^+ + W^-$) et Z en utilisant la densité de partons MSTW2008 au $NNLO$. Les pointillés présentent les incertitudes à 1 σ des pdfs. L'incertitude de luminosité de ± 6 % n'est pas incluse. Source : [130]. (b) Limite sur la section efficace du Higgs pour une section efficace prédite à un ordre $NNLO$ et certains à un ordre supérieur, comparée à ce qui serait obtenu par un calcul à l'ordre NLO ou même LO. Source : [131].*

En raison des difficultés mathématiques en termes de calcul, la section efficace partonique ne peut se calculer que jusqu'à un certain ordre, dépendant du processus, des connaissances mathématiques et techniques d'approximation, et des ressources informatiques disponibles pour faciliter les calculs. La troncature à un ordre donné du développement perturbatif, c'est-à-dire un développement à ordre fixe, fait apparaître des divergences dites ultraviolettes [69] liées aux diagrammes avec des boucles. Pour résoudre ce problème, une procédure, dite de renormalisation, remplace les intégrales divergentes par d'autres non divergentes faisant apparaître une échelle, non physique et non incluse dans la théorie initiale : l'échelle de renormalisation μ_R à laquelle est définie la constante de couplage. Les divergences mathématiques qui apparaissent [70] dans la construction de la théorie, qui empêchent alors l'interprétation des prédictions sur les observables, peuvent être contournées mathématiquement par des techniques dites de renormalisation.

69. pour évoquer les grandes énergies.
70. Quantités infinies n'ayant pas de signification physique.

La figure 1.41 présente un exemple de densités partoniques multipliées par la fraction d'impulsion du parton dans le proton. A faible valeur de x, la contribution de quarks de la mer est dominante par rapport à ceux de valence [71] tandis qu'à grande valeur de x, elle est minoritaire.

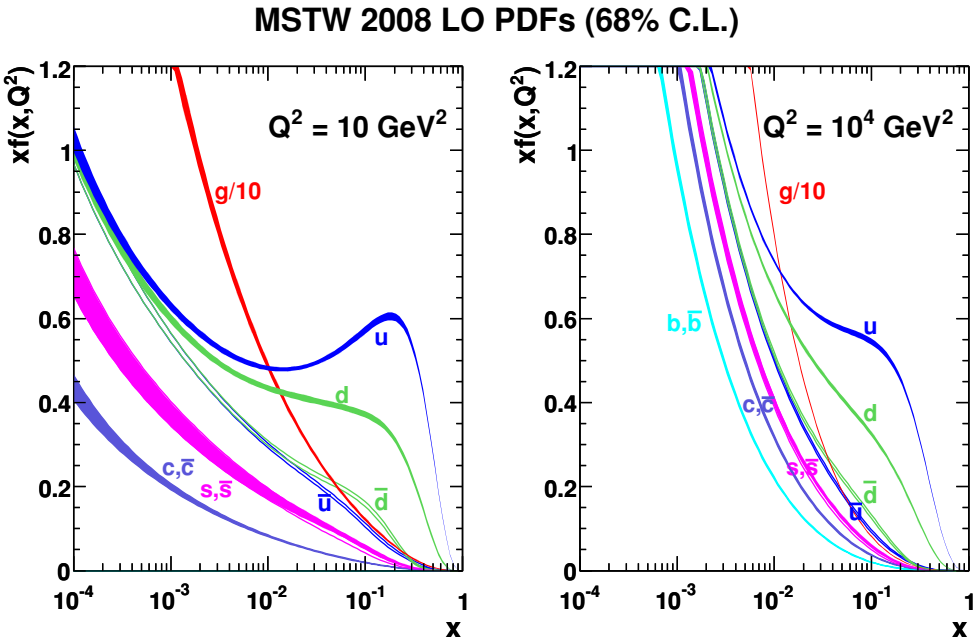


FIGURE 1.41 – *Exemples d'espérances $xf(x, Q^2)$ de la fraction d'énergie du parton dans le proton, reliées aux densités de partons $f(x, Q^2)$. Source : G. Watt, collaboration MSTW, 2011.*

Les densités de probabilité partoniques utilisent également un ordre pour l'évolution des constantes de couplage, qui est choisi pour consistance, en adéquation avec celui du processus partonique. Ainsi, pour une section efficace partonique à l'ordre k, on utilise une densité de probabilité à ce même ordre. L'échelle, arbitraire mais contrainte par des principes physiques, engendre, lorsqu'elle est variée dans un domaine de valeurs, une variation plus ou moins importante dans le résultat de la section efficace, donnant ainsi une indication de l'incertitude liée au développement perturbatif à l'ordre choisi. Le choix communément adopté est l'intervalle $0,5\ \mu < \mu_R = \mu_F < 2\ \mu$, où μ est l'échelle pour l'étude du processus considéré, comme la masse invariante. Pour mieux modéliser le processus, l'échelle choisie peut être dynamique, c'est-à-dire dépendre d'une caractéristique pouvant évoluer avec les événements, comme l'impulsion transverse p_T. Par exemple l'échelle dynamique $\sqrt{m_H^2 + (p_T^H)^2}$ peut être utilisée pour le Higgs. Dans le cas hypothétique d'un développement perturbatif à un ordre infini, il n'y a plus de variation de la section efficace avec l'échelle de renormalisation.

71. Le lecteur notera que l'axe y de la fonction de la figure 1.41 est $x \times f$ et non f, de sorte qu'à faible valeur de x, la fonction de probabilité f est dominée par la contribution de quarks de la mer.

Les densités de partons dans les protons sont obtenues à partir d'ajustement sur des données de diffusion profondément inélastique (DIS), de processus de Drell-Yan et de mesures du Tevatron. La section efficace différentielle profondément inélastique $ep \to e+X$ s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha}{2xQ^4}\left[(1+(1-y^2))F_2(x,Q^2) - y^2F_L(x,Q^2)\right] \tag{1.73}$$

où $F_2(x,Q^2)$ et $F_L(x,Q^2)$ sont des fonctions de structure du proton, $x = Q^2/(2p.q)$, $y = (q.p)/(k.p)$ pour un électron de quadrimoment énergie-impulsion k interagissant avec un proton d'impulsion p avec un transfert d'impulsion q.

La figure 1.42 présente l'évolution de la fonction de structure F_2 pour le proton, mesurée par différentes expériences. En première approximation, cette fonction ne dépend pas de l'énergie. Cette propriété, dite d'invariance d'échelle ou d'évolution d'échelle de Bjorken [132], a cependant des déviations.

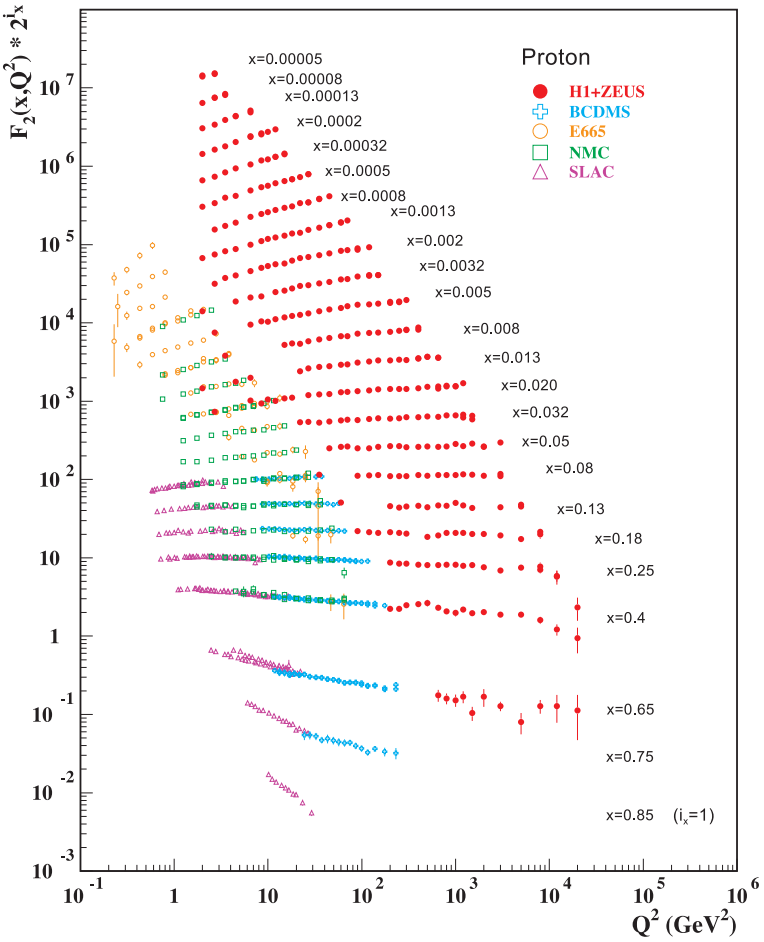


FIGURE 1.42 – *Fonction de structure F_2 du proton obtenus par différentes expériences. Le facteur 2^{i_x} est un simple facteur utilisé pour une raison de commodité afin de pouvoir visualiser plus facilement la grande plage de valeurs possibles de fractions d'impulsion dans le proton x. Source : [29].*

La variation de contributions de densités partoniques en fonction de la fraction d'impulsion x a une implication sur la production de bosons W pour un accélérateur hadronique. La rapidité [72] de production d'un boson W à partir d'une paire de quark/antiquark a et b, de fraction d'impulsion du proton x_a et x_b est [73] $y = \frac{1}{2} ln \frac{x_a}{x_b}$. A partir de la relation entre la masse invariante et les fractions d'impulsion : $M^2 = x_a x_b s$, il vient $x_a = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{y_W}$, $x_b = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-y_W}$. Ainsi, pour les grandes rapidités, les partons a et b ont respectivement une grande et faible fraction d'impulsion. Pour les faibles rapidités, les partons a et b ont tous deux une faible fraction d'impulsion. La conséquence est que la production de W à grande rapidité est produite par des collisions entre quarks de valence et de mer, tandis que la production à faible rapidité est dominée par des collisions entre quarks de la mer. La production de W^+ et W^- est obtenue respectivement par la collisions entre quarks u, $\bar{d}$ et $\bar{u}$, d. Pour un accélérateur protons-antiprotons tel que le Tevatron, les bosons W^+ sont davantage à rapidité positive (Fig. 1.43a) puisque les quarks de valence u des protons dans ce régime de grande impulsion ont plus de fraction d'impulsion que les antiquarks de valence $\bar{d}$ des antiprotons. De façon analogue, les bosons W^- sont davantage à rapidité négative. Au LHC, la production de W à grande valeur absolue de rapidité introduit les quarks de valence et de la mer. Comme la densité de probabilité de quark u est supérieure à celle du quark d, il en résulte une plus grande extension en rapidité (Fig. 1.43b) de la production de W^+ (à partir de quarks u et $\bar{d}$) que de W^- (à partir de quarks d et $\bar{u}$).

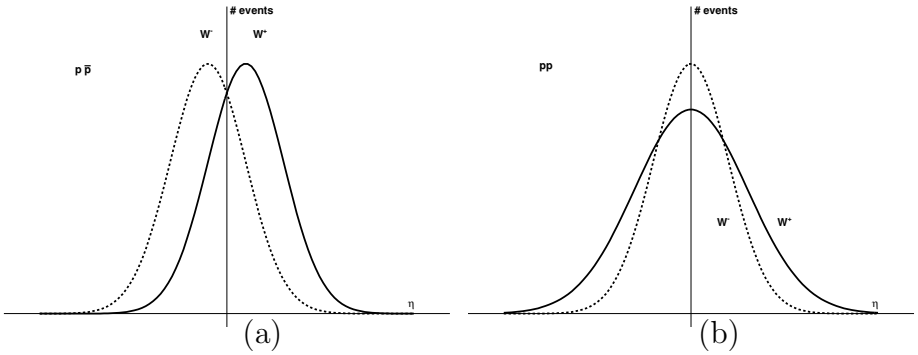


FIGURE 1.43 – *Asymétrie angulaire de production de W au (a) Tevatron et au (b) LHC. La figure, non issue d'une distribution expérimentale, théorique ou de simulation, est à titre illustratif exclusivement.*

L'évolution en fonction de l'énergie des densités de probabilité partonique f (quarks, antiquarks, gluons) est gouvernée par les équations de DGLAP [74] [133–136], dites aussi de Altarelli-Parisi :

$$\mu^2 \frac{\partial f_{i/p}(x, \mu_F^2)}{\partial \mu_F^2} = \sum_j \frac{\alpha_s(\mu_F^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{i \leftarrow j}(z) f_{j/p}\left(\frac{x}{z}, \mu_F^2\right) \tag{1.74}$$

72. La notion de rapidité est définie dans le chapitre sur le détecteur.

73. La formule $y = \frac{1}{2} ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ est appliquée aux partons de quadrimoments respectifs $p_a = (x_a, 0, 0, x_a)$ et $p_b = (x_b, 0, 0, -x_b)$.

74. du nom de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi

Les fonctions de scission (splitting), de la forme $P_{b\leftarrow a}$, peuvent être interprétées à l'ordre le plus bas comme la probabilité que le parton a émette un parton et devienne un parton b avec une impulsion réduite par la fraction z :

$$P_{q\leftarrow q} = \frac{4}{3}\frac{1+z^2}{1-z} + 2\delta(1-z) \qquad P_{q\leftarrow g} = \frac{1}{2}[z^2+(1-z)^2]$$
$$P_{g\leftarrow q} = \frac{4}{3}\frac{1+(1-z)^2}{z} \qquad P_{g\leftarrow g} = 6\left[\frac{1-z}{z} + z(1-z) + \frac{z}{1-z}\right] + \left[\frac{11}{2} - \frac{n_f}{3}\right]\delta(1-z)$$

où n_f est le nombre de familles de fermions.

A partir de ces fonctions par exemple, il apparaît que le rapport des diagrammes à trois gluons est plus important que les diagrammes à gqq par un facteur 9/4.

1.11 Incertitudes théoriques sur les sections efficaces

Les ajustements de densités de partons se font à différents ordres de la constante de couplage de l'interaction forte α_s : à l'ordre fondamental LO ou aux ordres supérieurs : NLO et $NNLO$. Deux groupes de travail mettent à jour régulièrement les fonctions de densités de partons : CTEQ [137] et MSTW [130] correspondant à un léger changements des contributeurs par rapport au précédent groupe MRST [138]. D'autres pdfs sont MSTW2008 [130] et CT10 [139]. A partir de la courbe $\chi^2 = \sum_i (obs_i - th_i)^2/\sigma^2_{obs_i}$ en fonction des paramètres à mesurer, les incertitudes de pdf sont obtenues par des excursions du χ^2 en modifiant les paramètres, par rapport au meilleur ajustement (moindre χ^2). Le choix communément adopté est de $\Delta\chi^2 = 1$ correspondant à une incertitude de 1 σ (68 % CL), ou de $\Delta\chi^2 = 2,7$ correspondant à 2 σ (90 % CL). En fait les deux grands groupes de densités de probabilité (CTEQ et MSTW) ont constaté que ce choix aboutissait à des incertitudes trop faibles, de sorte que l'excursion choisie est de $\Delta\chi^2 = 50$ pour MSTW et de 100 pour CTEQ, ce qui contribue à donner des incertitudes plus grandes pour CTEQ. Typiquement, pour faire varier de manière indépendante les nombreux paramètres (par exemple, 20 pour CTEQ6, 15 pour MRST, 22 pour MSTW2008), la matrice des erreurs est diagonalisée (Fig. 1.44).

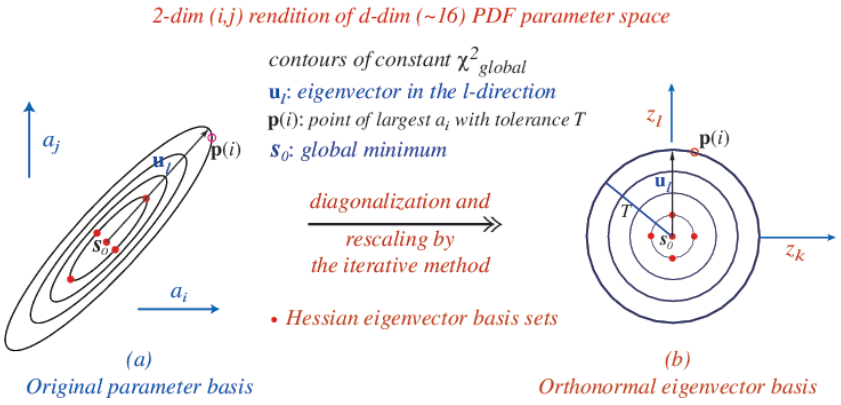


FIGURE 1.44 – *Diagonalisation de la matrice d'erreur pour obtenir des erreurs indépendantes. Source : [140].*

Pour certaines phénoménologies, certains paramètres ont une excursion plus importante que d'autres, mais de manière générale, les vecteurs propres issus de la diagonalisation n'ont pas de signification physique spécifique. Les vecteurs propres forment une base orthonormée, permettant de déterminer l'erreur globale à partir des valeurs propres. Pour une observable X, la valeur centrale X_0 et les variations extrémales X_i^+ et X_i^- sont déterminées. Dans le cas de CTEQ, les erreurs sont :

$$\begin{cases} \Delta X^+_{max} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N}[max(X_i^+ - X_0, X_i^- - X_0), 0]^2} \\ \Delta X^-_{max} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N}[max(X_0 - X_i^+, X_0 - X_i^-), 0]^2} \end{cases} \tag{1.75}$$

ΔX^+_{max} et ΔX^-_{max} constituent les contributions qui engendrent respectivement une augmentation et diminution de la section efficace.

Souvent, $X_i^+ - X_0$ et $X_i^- - X_0$ sont respectivement positifs et négatifs, mais de manière plus générale, il peut arriver que les deux contributions extrémales soient dans le même sens. Dans ce cas et selon cette formule, seuls les termes les plus positifs contribuent à ΔX^+ et les plus négatifs contribuent à ΔX^-. MSTW par contre utilise la formule symétrisée des erreurs :

$$\Delta X = \frac{1}{2}\sqrt{\sum_{i=1}^{N}[X_i^+ - X_i^-]^2} \tag{1.76}$$

Les incertitudes de α_S sont également considérées. Dans le cas de CTEQ, différentes valeurs de α_S sont choisies pour les ajustements globaux des pdfs. Dans le cas de MSTW, il existe un jeu de vecteurs propres avec différentes valeurs de α_S. Les incertitudes sur les sections efficaces de production du Higgs sont présentées dans le tableau 1.12, séparées par processus, et séparant l'échelle QCD et les densités de partons. L'incertitude systématique du rapport d'embranchement $BR(H \to \gamma\gamma)$ est de $^{+4,8}_{-4,7}$ %.

Process	QCD scale		PDF+α_S	
	$\sqrt{s} = 7\ TeV$	$\sqrt{s} = 8\ TeV$	$\sqrt{s} = 7\ TeV$	$\sqrt{s} = 8\ TeV$
ggH	$^{+7.1}_{-7.8}$	$^{+7.2}_{-7.8}$	$^{+7.6}_{-7.1}$	$^{+7.5}_{-6.9}$
VBF	$^{+0.3}_{-0.3}$	$^{+0.2}_{-0.2}$	$^{+2.5}_{-2.1}$	$^{+2.6}_{-2.8}$
WH	$^{+1.0}_{-1.0}$	$^{+1.0}_{-1.0}$	$^{+2.6}_{-2.6}$	$^{+2.4}_{-2.4}$
ZH	$^{+2.9}_{-2.9}$	$^{+3.1}_{-3.1}$	$^{+2.6}_{-2.6}$	$^{+2.5}_{-2.5}$
ttH	$^{+3.2}_{-9.3}$	$^{+3.8}_{-9.3}$	$^{+8.4}_{-8.4}$	$^{+8.1}_{-8.1}$
bbH	$^{+10}_{-15}$	$^{+10}_{-15}$	$^{+6.2}_{-6.2}$	$^{+6.1}_{-6.1}$
tHbj	$^{+7}_{-6}$	$^{+6}_{-5}$	$^{+4}_{-4}$	$^{+4}_{-4}$
WtH	$^{+7}_{-6}$	$^{+9}_{-7}$	$^{+10}_{-10}$	$^{+10}_{-10}$

Tableau 1.12 – *Incertitudes théoriques (en %) sur les sections efficaces reliées à l'échelle QCD et les densités de partons, pour* $m_H = 125,4\ GeV$. *Source : [141].*

1.12 Le succès du Modèle Standard

Les nombreuses prédictions du Modèle Standard, qu'il n'est pas possible d'énumérer de façon exhaustive, ont pu être confirmées dans ses différents domaines.

Le courant chargé est déjà connu au vingtième siècle à travers la radioactivité β. L'existence du courant neutre peut être prouvée par l'observation de la réaction $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e^- \to \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e^-$. Comme les particules ν_μ et e^- n'appartiennent pas à un même doublet d'isospin, elles ne peuvent pas interagir par l'échange d'un $W^\pm$. Le courant neutre est observé (Fig. 1.45) expérimentalement [88] par l'expérience Gargamelle. Un neutrino muonique interagit avec un électron du milieu, qui est courbé par le champ magnétique, et émet un photon par bremsstrahlung, qui se convertit en paire e^-e^+ de façon multiple. L'absence de muon (qui serait observé comme une longue trace en raison de son interaction moindre) et la caractéristique précédente signent le courant neutre.

(a) (b)

FIGURE 1.45 – *(a) Diagramme de Feynman de la réaction $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e^- \to \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e^-$ et (b) observation expérimentale de ce courant neutre par l'expérience Gargamelle [88]. Source (b) : [142].*

Les mesures expérimentales de précision, comme l'expérience CHARM [143] confirment l'existence du courant neutre.

En introduisant la force de couplage G_N du courant neutre, la section efficace de diffusion des neutrinos muoniques sur les électrons s'écrit :

$$\sigma(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e^- \to \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e^-) = \frac{G_N^2 s}{4\pi}\left[(g_V \pm g_A)^2 + \frac{1}{3}(g_V \mp g_A)^2\right] \tag{1.77}$$

ce qui définit une ellipse. Compte tenu des deux natures de neutrinos, l'intersection des deux ellipses donne quatre solutions. L'utilisation de neutrinos électroniques issus de réacteurs donnent une contrainte supplémentaire. Enfin, les données de $e^-e^+ \to \mu^-\mu^+$ permettent d'aboutir à une solution unique, en accord avec la prédiction du Modèle Standard. L'utilisation des données de LEP ont permis d'améliorer la précision de la mesure,

confortant (Fig. 1.46) l'hypothèse d'universalité du couplage du Z aux différentes saveurs de leptons.

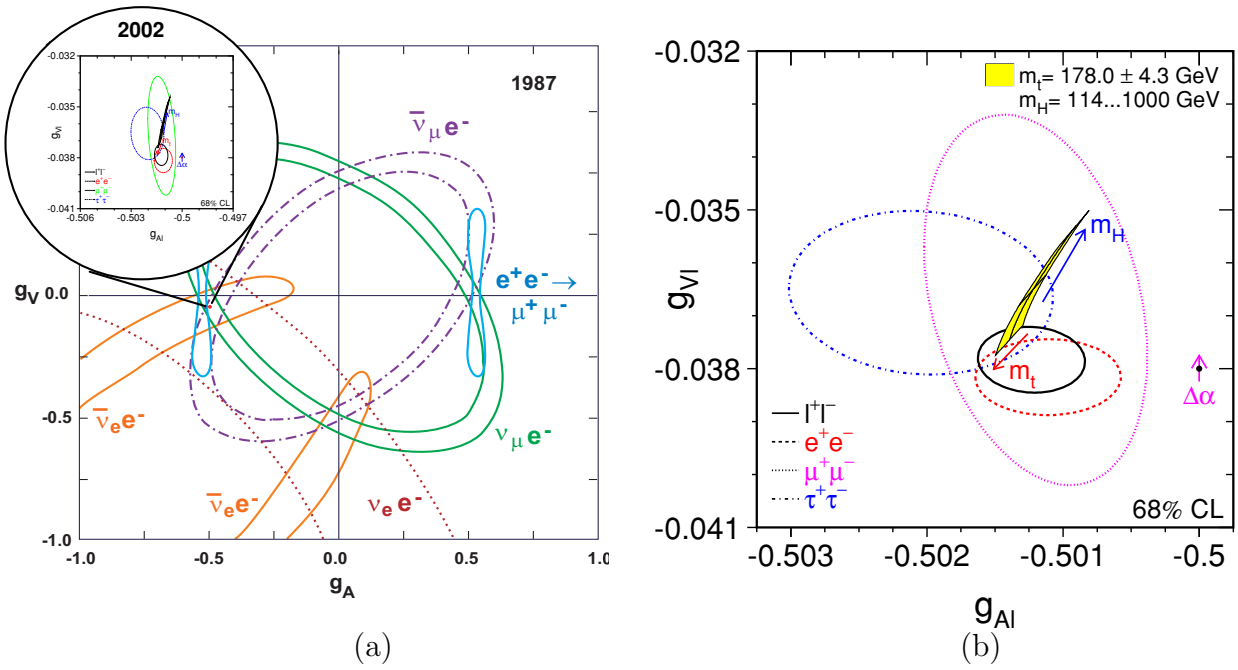


FIGURE 1.46 – *(a) Mesure des couplages vecteur (V) et axial (A) du Z aux leptons. (b) Les couplages des différentes saveurs montrent un bon accord. Source : [144].*

Les mesures de HERA ont permis la détermination des couplages du Z aux quarks (Fig. 1.47), et de lever l'ambiguïté de signe [145] des résultats de LEP, tout en améliorant la précision de mesure.

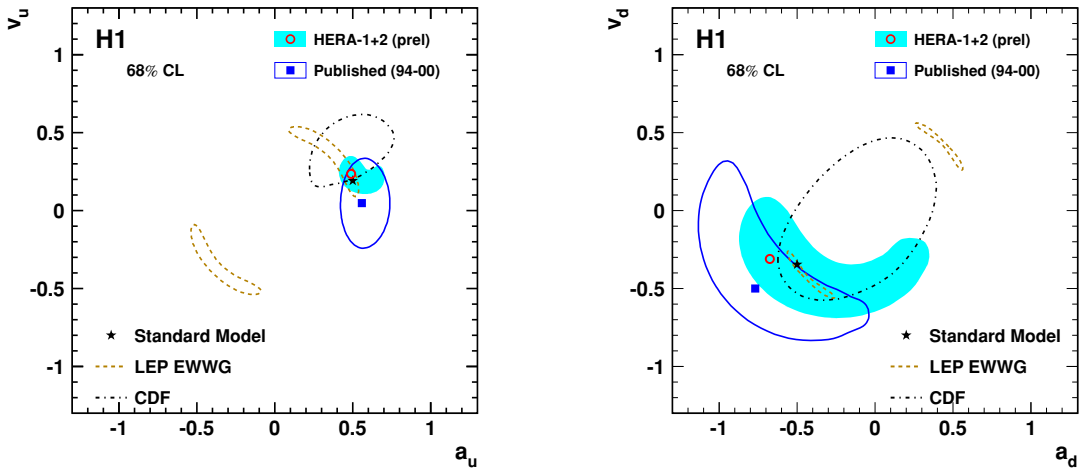


FIGURE 1.47 – *Mesure des couplages vecteur (V) et axial (A) du Z aux quarks. Source : [146].*

L'étude de différentes réactions a permis de discriminer (Fig. 1.48) entre les différentes hypothèses de couplage électrofaible, favorisant le modèle de Weinberg-Salam : courant chargé en $V - A$, et variante pondérée pour le courant neutre en $g_V V - g_A A$.

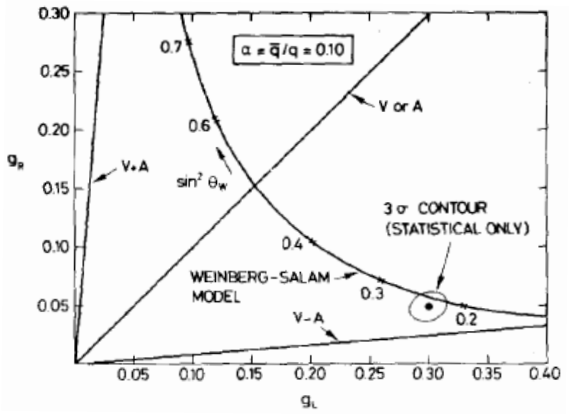


FIGURE 1.48 – *Discrimination entre les différentes hypothèses de couplage électrofaible et comparaison aux résultats expérimentaux. Source : [147].*

La théorie $V-A$ pour les courants chargés a été confirmée par les résultats expérimentaux. Par exemple, la découverte de la désintégration $\pi^- \to e^- \bar{\nu}_e$ en très faible taux par rapport à $\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$ alors qu'un simple raisonnement en terme d'espace des phases cinématique disponible pourrait faire penser l'inverse, est en accord avec une interaction vecteur et axiale, puisque la chiralité du lepton chargé est imposée par celle du neutrino, afin de conserver le moment angulaire, et que la chiralité des particules droites (respectivement des antiparticules gauches) est supprimée en m/E, ce qui donne lieu au concept de processus supprimé d'hélicité, favorisant dans ce contexte particulier le processus ayant la masse la plus élevée dans l'état final.

Les mesures de l'angle de Weinberg obtenues par de multiples canaux (Fig. 1.49) sont en accord.

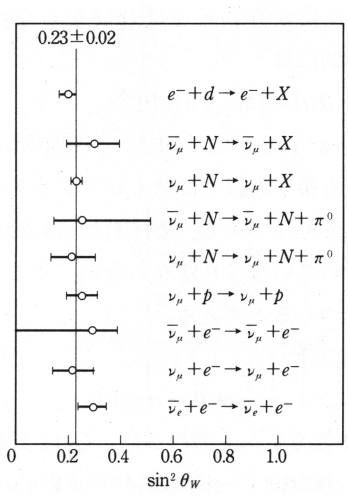
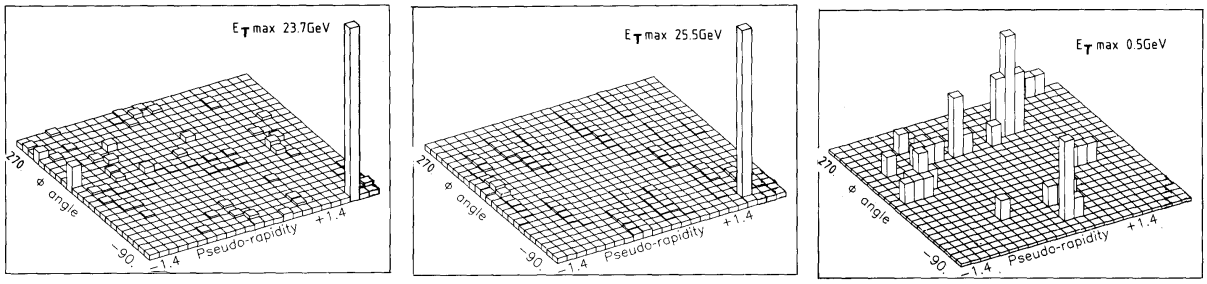


FIGURE 1.49 – *Compilation de mesures de* $\sin^2\theta_W$ *par différents canaux. Source : [148].*

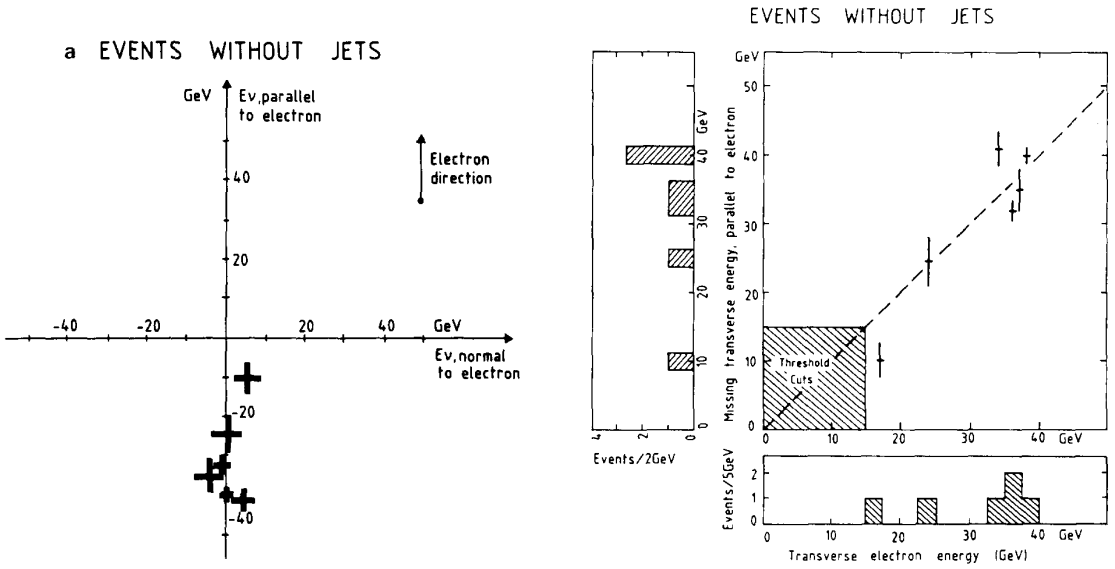
Les bosons de jauge W et Z ont été découverts en 1983 par les expériences UA1 et UA2 ([20, 21] pour le W, [22, 23] pour le Z). Le rapport des masses du W et du Z : $m_W/m_Z = \cos\theta_W$, est en accord avec la valeur prédite par la théorie d'électrofaible du terme $\sin^2\theta_W$. La figure 1.50 présente les dépôts d'énergie d'un événement compatible avec la production d'un $W \to e\nu$.



(a) (b) (c)

FIGURE 1.50 – *Dépôts d'énergie dans le détecteur central d'un événement compatible avec la production d'un $W \to e\nu$ pour l'expérience UA1. Un dépôt significatif d'énergie apparaît dans le calorimètre électromagnétique (a), en coïncidence avec une trace dans le détecteur de traces (b), et sans dépôt d'énergie associée dans le calorimètre hadronique (c). Noter l'échelle agrandie pour le calorimètre hadronique. Source : [21].*

La figure 1.51 montre la compatibilité des caractéristiques des neutrinos avec les électrons en termes de direction et de magnitude.



(a) (b)

FIGURE 1.51 – *Compatibilité des caractéristiques des neutrinos avec les électrons en termes de direction (a) et de magnitude (b). Source : [21].*

La figure 1.52 présente les dépôts d'énergie d'un événement $Z \to e^+e^-$.

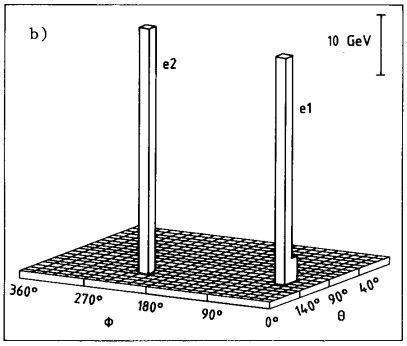


FIGURE 1.52 – *Dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique d'un événement compatible avec la production d'un $Z \to e^+e^-$ pour l'expérience UA2. Source : [23].*

De la nature non abélienne du secteur $SU(2)$ découlent des auto-couplages des bosons W et Z. Les couplages à trois bosons de jauge (TGC pour Triple Gauge Couplings) : $WW\gamma$, WWZ ont été mesurés [149], en accord avec la prédiction du Modèle Standard. Parmi les couplages quartiques (QGC pour Quartic Gauge Couplings), les couplages $\gamma\gamma WW$, $Z\gamma WW$ ont été observés, à nouveau en accord avec la prédiction. Les couplages $ZZWW$, $WWWW$, réduits par les masses des bosons de jauge, n'ont pas été mesurés à la période de ce manuscrit. Un exemple de la nécessité de l'existence du TGC est illustré sur la figure 1.53, montrant la section efficace $e^+e^- \to W^+W^-$ prenant en compte l'interférence entre les diagrammes en voie t : $e^+e^- \to W^+W^-$ et en voie s : $e^+e^- \to Z/\gamma^* \to W^+W^-$.

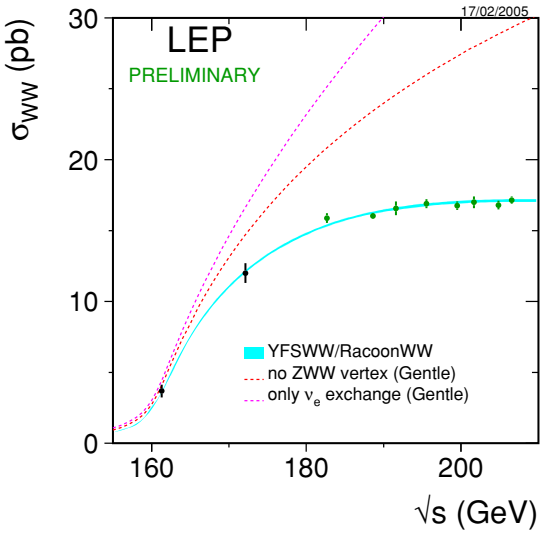


FIGURE 1.53 – *Section efficace de production de paires de W à LEP 2. La prise en compte des contributions du Modèle Standard permet d'obtenir un excellent accord avec la théorie. Source : [150].*

La présence d'une amplitude axiale dans la théorie $V - A$ implique une violation de parité, qui se manifeste par une asymétrie angulaire dans la réaction $e^+e^- \to f\bar{f}$. Les mesures d'asymétrie avant-arrière sont compatibles (Fig. 1.54) avec la prédiction du modèle. A l'énergie du Z, l'asymétrie est très faible.

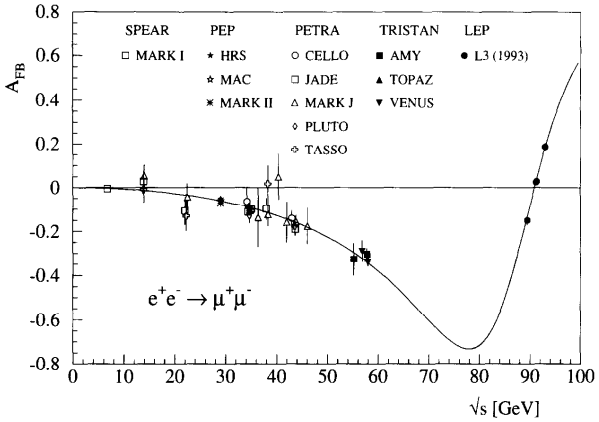


FIGURE 1.54 – *Asymétrie avant-arrière pour une compilation de mesures, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Source : [151].*

Le LEP a déterminé avec précision la distribution en masse invariante du Z (Fig. 1.55a), ce qui a permis de mesurer précisément le nombre de familles de neutrinos (Fig. 1.55b) de masse inférieure à la moitié de la masse du Z. Le résultat expérimental $N_\nu = 2,9840 \pm 0,0082$ est en parfait accord avec celui alors prédit. Dans une deuxième phase, l'énergie a été augmentée au-delà du seuil de production de paires de W : $\sqrt{s} > m_{WW}$, pour la recherche du Higgs, jusqu'à atteindre l'énergie de 209 GeV.

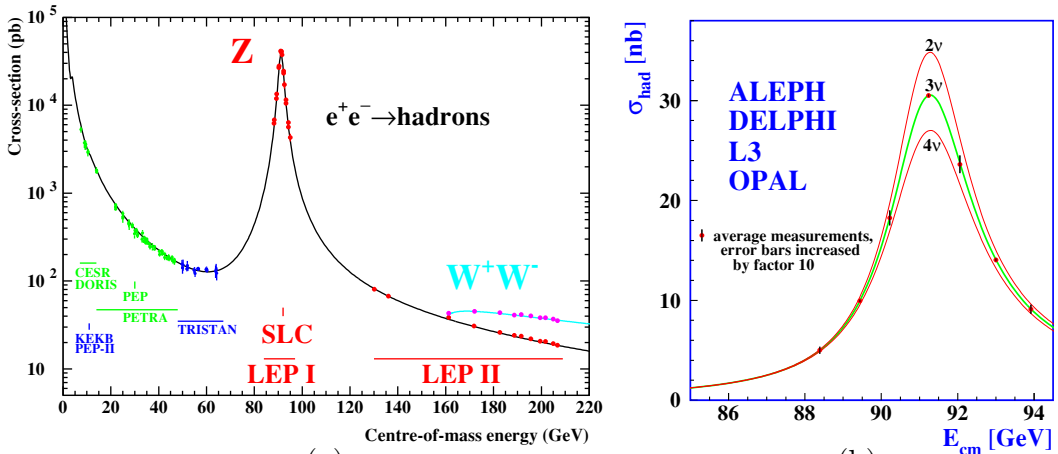


FIGURE 1.55 – *(a) Section efficace de production de hadrons à partir de collisions e^+e^-, montrant notamment la résonance du Z. (b) Accord des points expérimentaux de mesure de la section efficace du Z avec l'hypothèse de l'existence de 3 familles de neutrinos légers (masse inférieure à la moitié de celle du Z). Source (a, b) : [144].*

Grâce à l'accumulation d'une grande statistique (17 millions de Z par les expériences de LEP [152, 153], 600000 Z pour SLD sur l'accélérateur SLC [154]) à l'énergie du Z : $m_Z = 91\ GeV$, les paramètres du Modèle Standard (affinés par les mesures auprès des accélérateurs suivants) ont pu être mesurés (Fig. 1.56) avec une grande précision, relativement en bon accord avec les prédictions théoriques. La déviation la plus importante est pour l'asymétrie avant-arrière de production de quark b.

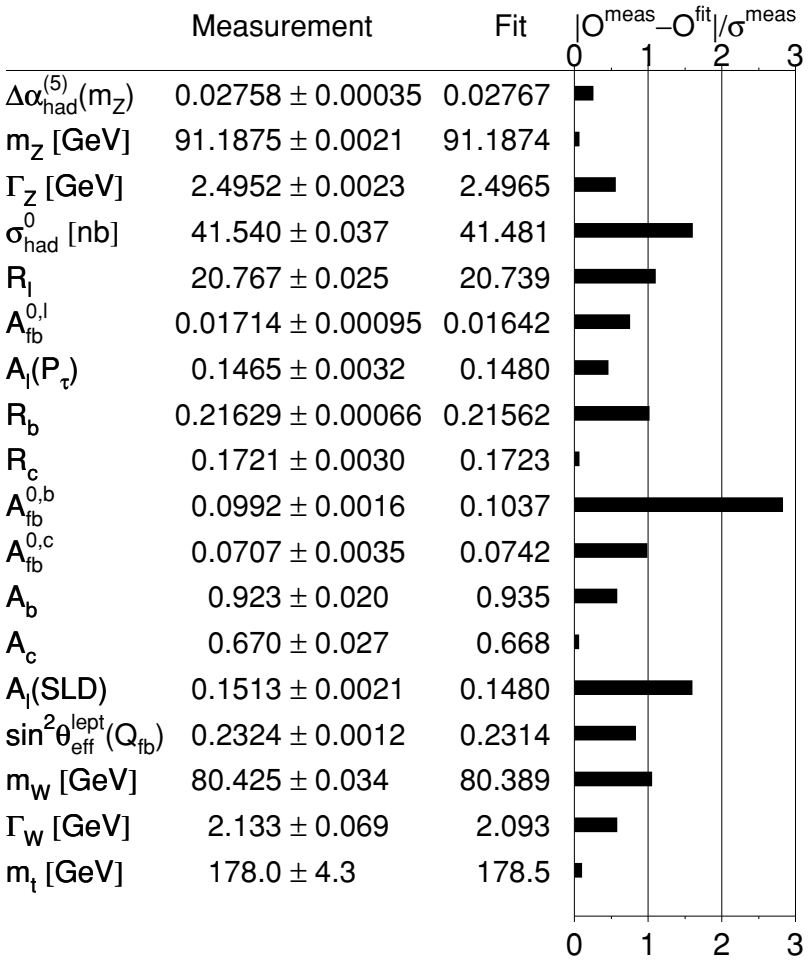


FIGURE 1.56 – *Comparaison, basée sur un ajustement global de χ^2, entre les mesures obtenues et celles attendues par le Modèle Standard, pour les résultats finaux de LEP1 et de SLC. Source : [144].*

L'ajustement des mesures de LEP1 permet de contraindre la masse du boson de Higgs à être inférieure à 285 GeV à 95 % de niveau de confiance. Les accumulations successives de données par le Tevatron, combinés au résultat de LEP2, conduisent à améliorer la précision de l'ajustement global.

Plus généralement, une détermination indirecte d'un paramètre, comme la masse du boson de Higgs, peut être obtenue en combinant des mesures qui dépendent indirectement de celui-ci, comme les observables électrofaibles : sections efficaces, masses, couplages, dont les propriétés sont d'être sensibles et précisément déterminées. A titre illustratif, la figure 1.57 montre les corrections radiatives à la masse et largeur des bosons W et Z. Leur dépendance logarithmique ($\Delta r_H \propto ln\ m_H^2$) montre que la contrainte sur la masse du Higgs ne s'améliore que lentement par rapport à la connaissance de la masse des W et Z. Comme le LEP a pû mesurer précisément la section efficace du Z en balayant la ligne de masse, l'incertitude est plus importante sur la masse du W, de sorte que l'amélioration de sa précision permet de prédire plus précisément la masse du Higgs et de vérifier sa cohérence avec le candidat observé au LHC.

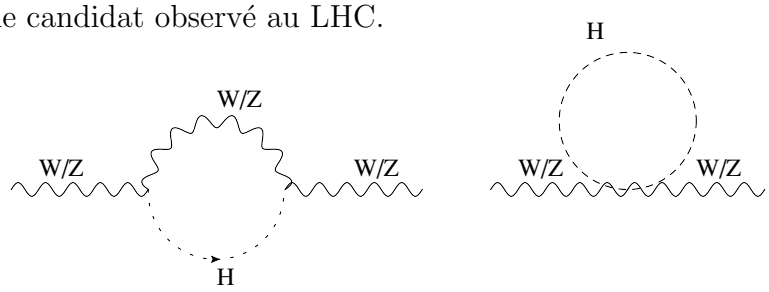


FIGURE 1.57 – *Exemples de corrections virtuelles à la masse de bosons de jauge W et Z, dues au boson de Higgs.*

L'avantage de la recherche indirecte est l'exploitation de boucles quantiques, faisant intervenir des particules de masse pouvant être supérieures à celles de l'énergie disponible de la collision, ce qui permet d'explorer des échelles supérieures d'énergie. Par exemple (Fig. 1.58), la masse du quark top a été prédite en 1992 à $m_t = 132^{+27\ +18}_{-31\ -19}$ [155], bien avant sa découverte au Tevatron.

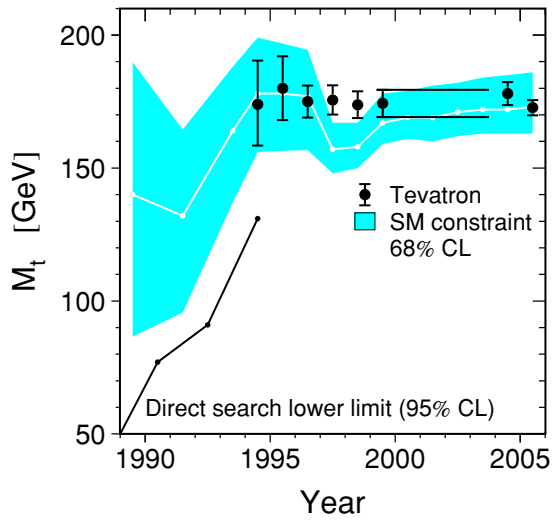


FIGURE 1.58 – *Evolution de la détermination de la masse du top pour les contraintes indirectes et la mesure directe. Source : [144].*

La théorie électrofaible a non seulement été démontrée avec succès aux énergies de l'ordre de la masse du Z, mais aussi dans ses extrapolations à plus grande énergie. Une illustration est l'unification à haute énergie (Fig. 1.59) des constantes de couplages électromagnétique et faible, comme le montre la mesure par HERA de la section efficace des courants chargé (en $\frac{d\sigma}{dQ^2} \sim \frac{1}{(Q^2+m_W^2)^2}$ à faible énergie) et neutre (en $\frac{d\sigma}{dQ^2} \sim \frac{1}{Q^4}$ à faible énergie).

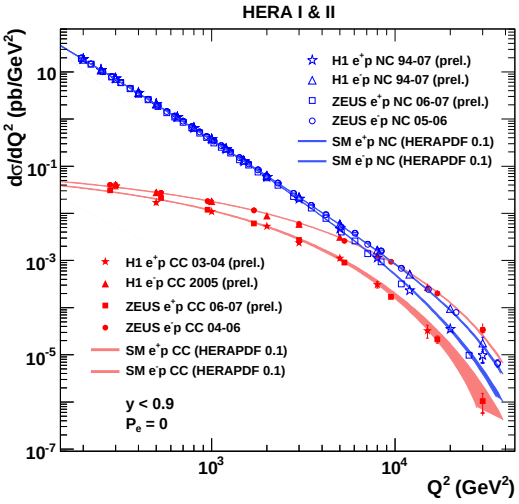


FIGURE 1.59 – *Evolution de l'intensité des courants neutre (NC) et chargé (CC) véhiculés respectivement par Z^0/γ et $W^\pm$, montrant l'unification de l'interaction électromagnétique et faible à haute énergie. Source : [156].*

Un autre exemple est l'accord (Fig. 1.60) avec la prédiction de la mesure de l'évolution de $\sin^2\theta_W$ avec l'échelle d'énergie. Il n'y a pas de consensus pour expliquer l'anomalie de NuTeV, en terme de Modèle Standard ou au-delà.

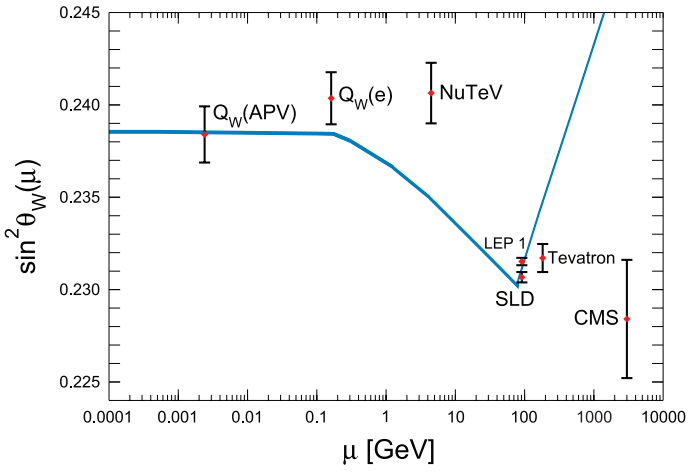
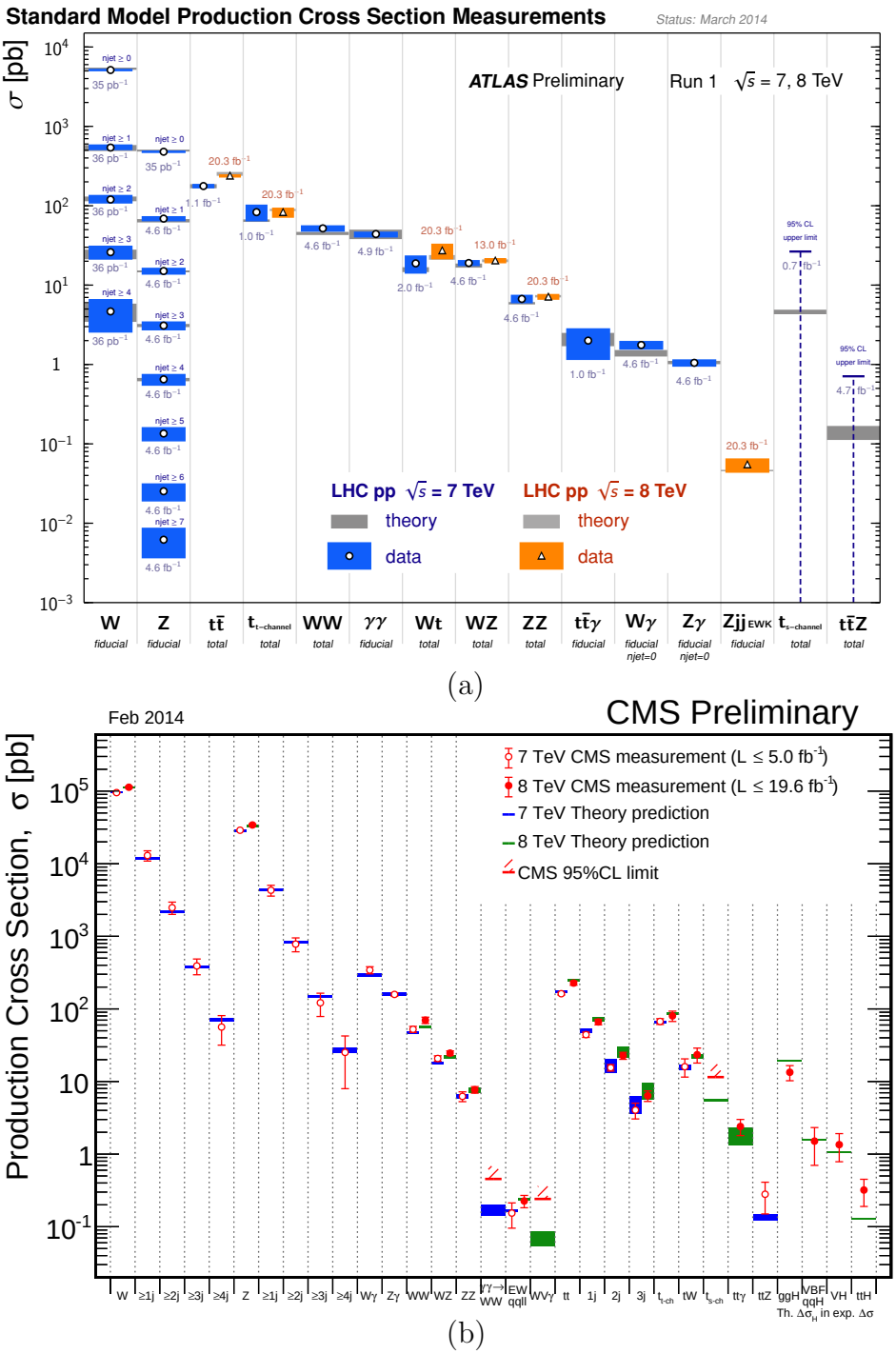


FIGURE 1.60 – *Evolution avec l'échelle de l'angle de mélange faible $\sin^2\theta_W$. Les points de Tevatron et CMS sont décalés par souci de clarté sur la figure, mais ils correspondent à une échelle de l'ordre de la masse du Z, donc en accord avec la courbe théorique. Source : [29].*

La plupart des processus du Modèle Standard ont été mesurés (Fig. 1.61), en accord avec la prédiction théorique.



(a)

(b)

FIGURE 1.61 – *Panorama des sections efficaces mesurées par (a) Atlas et (b) CMS. Source : (a) twiki https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM/, (b) twiki https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSMP .*

La partie électromagnétique du secteur électrofaible est la partie du Modèle Standard testée avec la plus grande prédiction. L'équation de Dirac prédit que le moment magnétique de spin d'une particule de charge q, de masse m et de spin $\vec{S}$ est $\vec{\mu}_s = \frac{gq}{2m}\vec{S}$ où le facteur g de Landé vaut 2 dans ce contexte pour un électron, ce qui explique l'effet Zeeman anormal [75] et l'expérience de Stern et Gerlach. En raison des boucles virtuelles au vertex électron-photon, le Modèle Standard prédit une valeur légèrement plus grande, exprimée sous la forme du biais par rapport à la valeur 2 : $a = \frac{g-2}{2}$. L'accord entre théorie et expérience est :
$a_e^{th} \approx 1159,6521535\ 10^{-6}$, $a_e^{exp} = (1159,65218076 \pm 0,00000027)\ 10^{-6}$ [29]
$a_\mu^{th} = (1165918,41 \pm 0,48)\ 10^{-9}$, $a_\mu^{exp} = (1165920,80 \pm 0,63)\ 10^{-9}$ [29].

Les contributions relatives à l'anomalie gyromagnétique d'un lepton (de masse m_l) provenant d'échelle supérieure ou de particules lourdes (masse M) sont proportionnelles à m_l^2/M^2. Ainsi, le muon a une plus grande sensibilité à la nouvelle physique par un facteur $(m_\mu/m_e)^2 \approx 4.10^4$. En contrepartie, l'avantage du secteur de l'électron, par la faible sensibilité à la nouvelle physique, est de pouvoir mesurer précisement la constante de structure fine $\alpha = e^4/(4\pi)$.

Dans le secteur électrofaible, différentes représentations de la matrice CKM permettent de mettre en évidence certaines propriétés de cette matrice 3×3 :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.78}$$

La représentation de Wolfenstein

$$\begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.79}$$

illustre une hiérarchie des couplages entre différentes familles. La force de couplage est d'autant plus faible que les familles sont éloignées en domaine de masse.

La représentation de Chau et Keung [157] fait apparaître la phase faible complexe [76] responsable de la violation de CP, créant une asymétrie entre matière et antimatière :

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{1.80}$$

avec $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$.

75. Le mot correct anomal a été déformé malencontreusement au cours du temps en anormal.

76. notée δ dans ce contexte particulier bien que usuellement la notation δ soit utilisée pour la phase forte, dont le signe ne varie pas par conjugaison CP.

La violation de CP peut être indirecte, correspondant à un taux différent de désintégration entre un méson neutre M^0 et son homologue d'antimatière : $P(M^0 \to \bar{M}^0) \neq P(\bar{M}^0 \to M^0)$, ou directe, correspondant à $P(M^0 \to f) \neq P(\bar{M}^0 \to \bar{f})$.

La violation de CP directe est observée pour la première fois, dans le secteur des kaons, par NA31 [158] à la fin des années 1980, bien que la preuve finale soit apportée par KTeV [159] et NA48 [160]. La nécessité d'une troisième famille, la découverte de l'oscillation du méson B^0 [161] (Fig. 1.62) et la prédiction par Bigi et Sanda [162] de l'existence d'une violation de CP dans le secteur des B ouvrent la voie aux accélérateurs (dits usines dans ce contexte) à B. Ainsi, en 2001, la violation de CP directe est établie dans le secteur des mésons B par de nouvelles expériences : Babar [163] et Belle [164]. En 2011, une première indication de violation de CP dans le secteur des mésons D est faite par l'expérience LHCb [165], non confirmée encore par la suite. L'observation de la violation de CP dans le secteur du B_s [166] est établie en 2011.

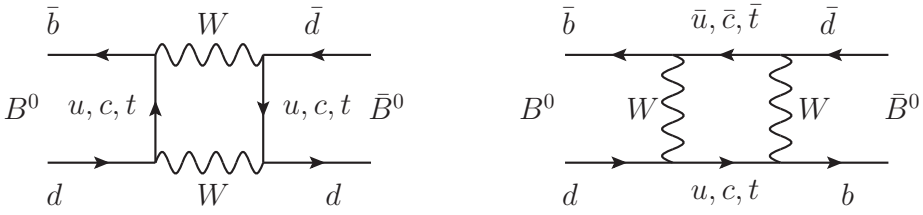


FIGURE 1.62 – *Diagramme de Feynman de l'oscillation du B^0.*

Au niveau expérimental, la mesure de violation de CP et autres asymétries issues d'un opérateur nécessitent d'analyser les désintégrations issues de deux mésons M^0 de matière et antimatière. Si la saveur d'un méson est connue à un instant t par ses produits de désintégration, la saveur de l'autre méson est connue (Fig. 1.63) en vertu du paradoxe EPR [167] (Einstein-Podolsky-Rosen) à cet instant et au cours de son évolution temporelle $M^0 \leftrightarrow \bar{M}^0$, à partir de la mesure de la distance entre les deux désintégrations.

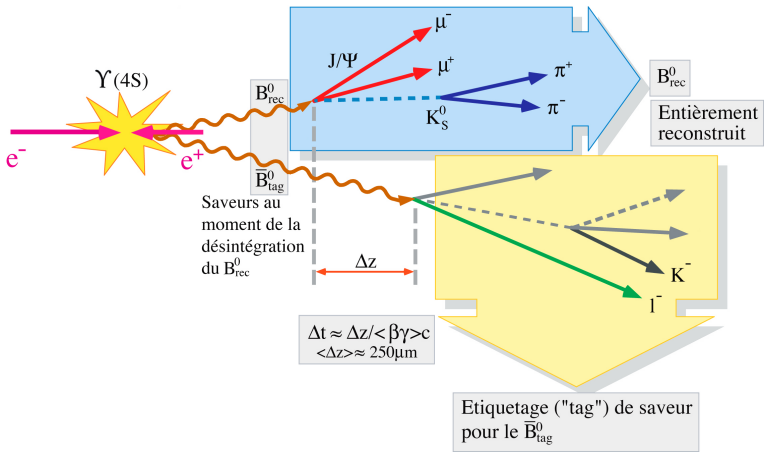


FIGURE 1.63 – *Principe de mesure de l'asymétrie de désintégrations de deux mésons neutres, dans le cas particulier de B pour la figure. Source : groupe CKMfitter.*

La contrainte sur la conservation de la probabilité d'un processus implique la relation d'unitarité $VV^\dagger = V^\dagger V = \mathbb{1}$ pour la matrice CKM, ce qui permet d'obtenir 3 équations pour vérifier que la somme de certains modules au carré vaut 1, et 6 équations indépendantes pour les éléments non diagonaux [77] :

$$\begin{array}{llll}
V_{ud}V_{us}^* & +V_{cd}V_{cs}^* & +V_{td}V_{ts}^* & = 0 \quad \text{d'ordre } \lambda \quad \lambda \quad \lambda^5 \\
V_{ud}V_{ub}^* & +V_{cd}V_{cb}^* & +V_{td}V_{tb}^* & = 0 \quad \text{d'ordre } \lambda^3 \quad \lambda^3 \quad \lambda^3 \\
V_{us}V_{ub}^* & +V_{cs}V_{cb}^* & +V_{ts}V_{tb}^* & = 0 \quad \text{d'ordre } \lambda^4 \quad \lambda^2 \quad \lambda^2 \\
V_{ud}V_{cd}^* & +V_{us}V_{cs}^* & +V_{ub}V_{cb}^* & = 0 \quad \text{d'ordre } \lambda \quad \lambda \quad \lambda^5 \\
V_{ud}V_{td}^* & +V_{us}V_{ts}^* & +V_{ub}V_{tb}^* & = 0 \quad \text{d'ordre } \lambda^3 \quad \lambda^3 \quad \lambda^3 \\
V_{cd}V_{td}^* & +V_{cs}V_{ts}^* & +V_{cb}V_{tb}^* & = 0 \quad \text{d'ordre } \lambda^4 \quad \lambda^2 \quad \lambda^2
\end{array} \tag{1.81}$$

où la première équation apparaît dans le secteur des K^0, la deuxième dans le secteur des mésons B_d^0, la troisième dans le secteur des mésons B_s, la quatrième dans le secteur des mésons D. Géométriquement, ces équations d'unitarité peuvent se représenter sous la forme de trois vecteurs se refermant, donc de triangles (Fig. 1.64).

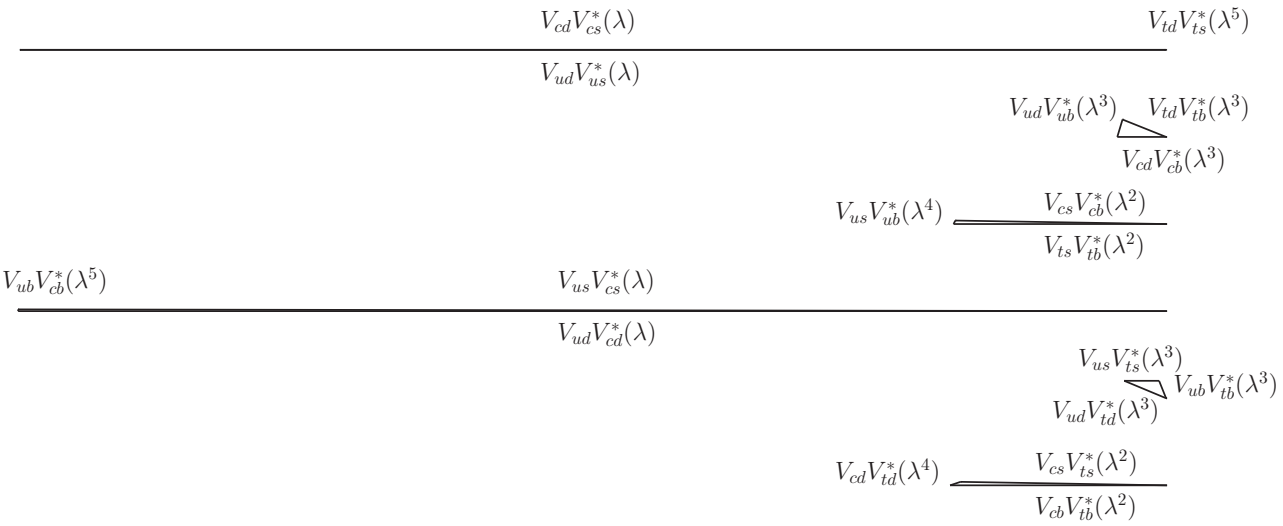


FIGURE 1.64 – *Illustration des différents triangles d'unitarité.*

D'après le théorème de Jarlskog [168], si l'aire du triangle (identique pour tous les triangles d'unitarité) est non nulle, il y a violation de CP. Expérimentalement, il convient de choisir un système de particules permettant de tester les triangles les moins applatis, c'est-à-dire les angles les plus importants, ce qui retient les équations proportionnelles à $\lambda^3\lambda^3\lambda^3$: $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$; $V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0$.

77. $V^\dagger V = \begin{pmatrix} V_{ud}^*V_{ud} + V_{cd}^*V_{cd} + V_{td}^*V_{td} & V_{ud}^*V_{us} + V_{cd}^*V_{cs} + V_{td}^*V_{ts} & V_{ud}^*V_{ub} + V_{cd}^*V_{cb} + V_{td}^*V_{tb} \\ V_{us}^*V_{ud} + V_{cs}^*V_{cd} + V_{ts}^*V_{td} & V_{us}^*V_{us} + V_{cs}^*V_{cs} + V_{ts}^*V_{ts} & V_{us}^*V_{ub} + V_{cs}^*V_{cb} + V_{ts}^*V_{tb} \\ V_{ub}^*V_{ud} + V_{cb}^*V_{cd} + V_{tb}^*V_{td} & V_{ub}^*V_{us} + V_{cb}^*V_{cs} + V_{tb}^*V_{ts} & V_{ub}^*V_{ub} + V_{cb}^*V_{cb} + V_{tb}^*V_{tb} \end{pmatrix}$
$VV^\dagger = \begin{pmatrix} V_{ud}V_{ud}^* + V_{us}V_{us}^* + V_{ub}V_{ub}^* & V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* & V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* \\ V_{cd}V_{ud}^* + V_{cs}V_{us}^* + V_{cb}V_{ub}^* & V_{cd}V_{cd}^* + V_{cs}V_{cs}^* + V_{cb}V_{cb}^* & V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* \\ V_{td}V_{ud}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{tb}V_{ub}^* & V_{td}V_{cd}^* + V_{ts}V_{cs}^* + V_{tb}V_{cb}^* & V_{td}V_{td}^* + V_{ts}V_{ts}^* + V_{tb}V_{tb}^* \end{pmatrix}$

Le complexe conjugué des équations peut être choisi. Six équations indépendantes non diagonales sont extraites.

La figure 1.65 montre la représentation géométrique du triangle d'unitarité $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$. Les angles du triangle sont [78] :
$\alpha = \phi_2 = arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right)$, $\beta = \phi_1 = arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right)$, $\gamma = \phi_3 = arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right)$.

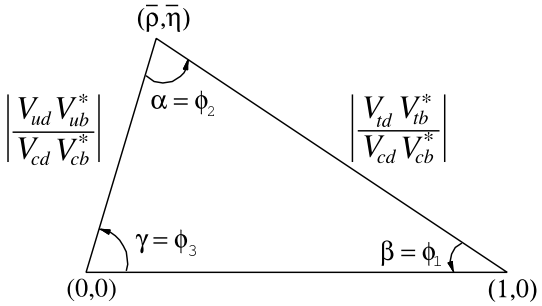


FIGURE 1.65 – *Représentation graphique de la contrainte d'unitarité $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^*$. Le triangle n'est pas à l'échelle. Source : [29].*

Un autre triangle, correspondant à $V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0$, est utilisé pour l'étude de la violation de CP dans le secteur du B_s, avec l'angle $\beta_s = arg\left(-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right)$.

Les modules des éléments de matrice de la matrice CKM peuvent être mesurés par différents processus, illustrés par le tableau 1.13.

	d	**s**	**b**
u	$n \to p\, e^- \bar{\nu}$ ($d \to u\, W^-$)	$K_L^0 \to \pi^- l^+ \nu$ ($\bar{s} \to \bar{u}\, W^+$)	$B^0 \to \pi^- l^- \bar{\nu}$ ($\bar{b} \to \bar{u}\, W^-$)
c	$D^0 \to \pi^- l^+ \nu$ ($c \to d\, W^+$)	$D^0 \to K^- l^+ \nu$ ($c \to s\, W^+$)	$B^0 \to D^- l^+ \nu$ ($\bar{b} \to \bar{c}\, W^+$)
t	$B^0 \to \bar{B}^0$ (boîte $\bar{b}d \to \bar{d}b$)	$B_s \to \bar{B}_s$ (boîte $\bar{b}s \to \bar{s}b$)	$t \to b\, W^+$

Tableau 1.13 – *Illustration de processus permettant de déterminer la magnitude des différents éléments de la matrice CKM.*

78. La notation européenne utilise les angles α, β, γ, tandis que la notation américaine introduit ϕ_2, ϕ_1, ϕ_3. Les phases α, β, γ ne sont pas indépendantes, mais dépendantes d'une seule phase complexe illustrée dans la représentation de Chau et Keung.

De multiples mesures permettent d'apporter des contraintes (Fig. 1.66) sur l'apex (le sommet) du triangle d'unitarité, donc de contraindre la physique sous-jacente.

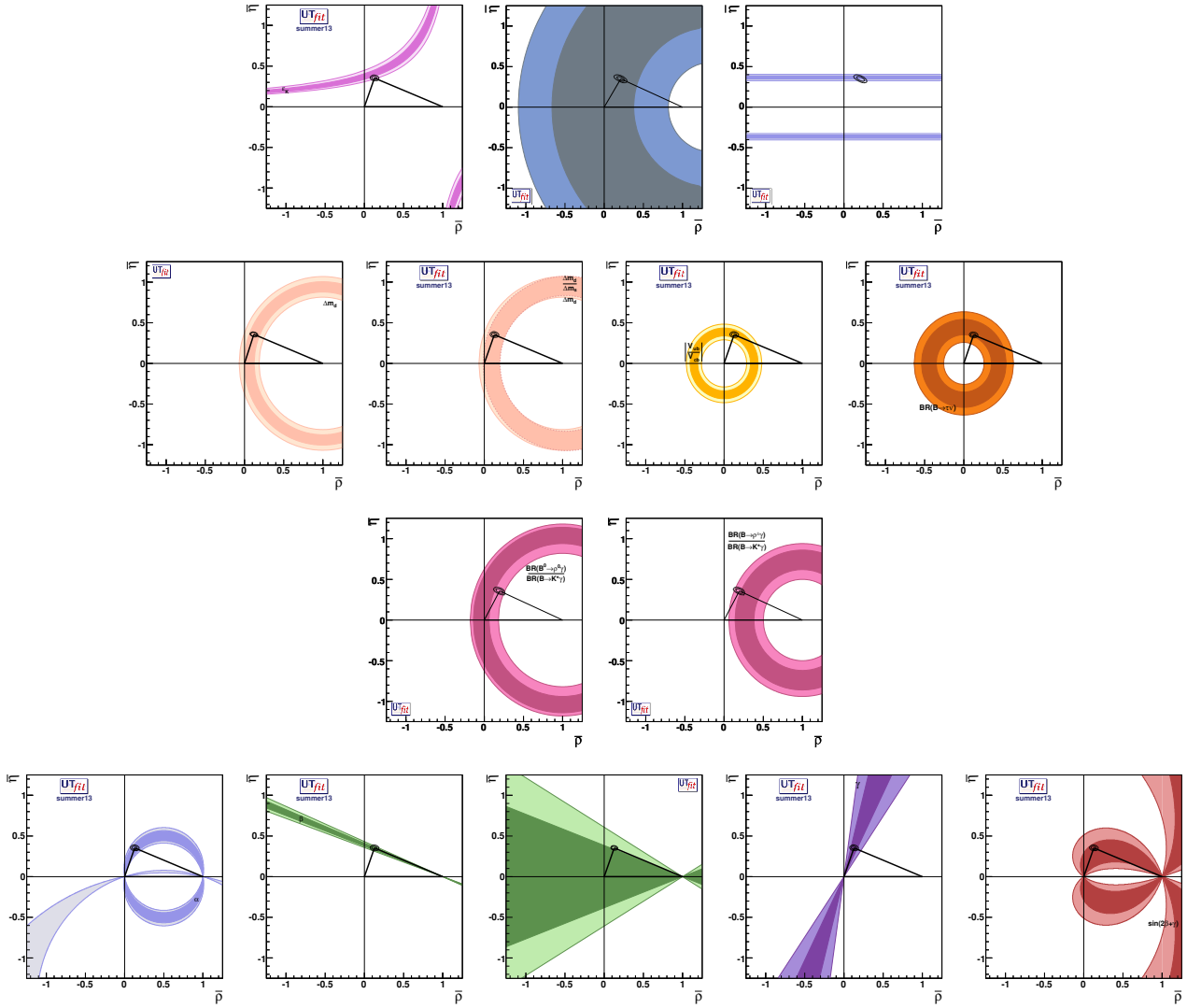
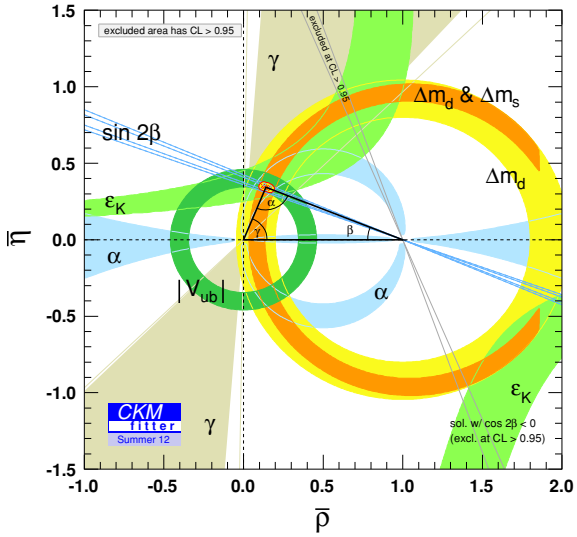


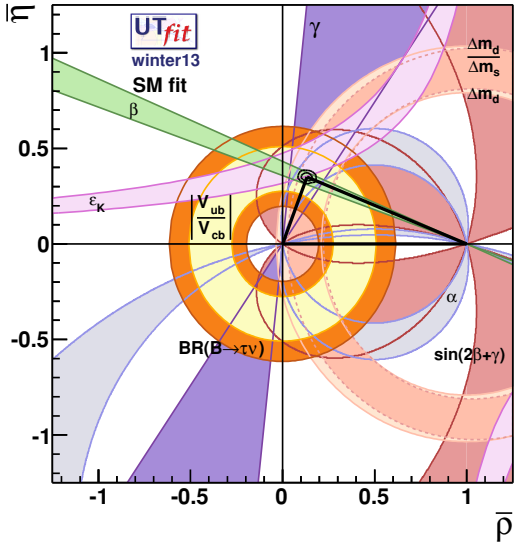
FIGURE 1.66 – *Exemples de contraintes, à titre illustratif uniquement, sur le triangle d'unitarité : ϵ_K, $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$, $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ (futur), Δm_d, Δm_s, $|V_{ub}/V_{cb}|$, $B \to \tau\nu$, $B^0 \to \rho^0\gamma$, $B \to \rho^\pm\gamma$, α, $\sin 2\beta$, $\cos 2\beta$, γ, $\sin 2\beta + \gamma$. Source : UTFit.*

Parmi les différentes méthodes consistant à combiner des processus pour mesurer les angles à mesurer, il peut apparaître une dépendance en cosinus ou sinus de l'angle. En raison des relations $\cos(x) = \cos(-x) = cos(x + k2\pi)$ et $\sin(x) = \sin(\pi - x) = \sin(x + 2k\pi)$, $k \in \mathbb{Z}$, il peut apparaître ainsi pour une méthode de mesure, des ambiguïtés d'un certain ordre pour l'angle, levées par la combinaison avec d'autres méthodes.

La figure 1.67 présente un état de la connaissance du triangle d'unitarité. L'angle $\alpha = 88,7^{+4,6}_{-4,2}{}^{\circ}$ est connu avec une précision de 5 %, principalement par les analyses dépendantes du temps des désintégrations $B^0 \to \pi\pi$, $B^0 \to \rho\rho$ et $B^0 \to \rho\pi$. L'angle β, phase de V_{td} ($V_{td} = |V_{td}|e^{-i\beta}$), est connu avec une incertitude de 4 % : $\beta = 21,4 \pm 0,8^{\circ}$, principalement par l'asymétrie de CP dépendante du temps des mélanges et désintégrations de $B^0 \to J/\psi K^0$. L'angle γ, phase de V_{ub} ($V_{ub} = |V_{ub}|e^{-i\gamma}$), est connu avec une incertitude de 22 % : $\gamma = 68^{+15}_{-14}{}^{\circ}$, principalement par la violation de CP directe dans les désintégrations $B^{\pm} \to DK^{\pm}$.



(a) CKMFitter (fréquentiste)



(b) UTFit (bayésien)

FIGURE 1.67 – *Contraintes sur la matrice CKM. Source : (a) CKM fitter, (b) UTFit.*

A partir du postulat de conservation de CPT et de l'existence expérimentale d'une violation de CP, il doit exister une violation de T. La violation en temps a été observée par CPLear [169] dans le système des kaons, mais le résultat est controversé. Une violation en temps est observée de façon non ambigüe par Babar en 2012 [170]. Le principe (Fig. 1.68) est de comparer les taux de désintégrations des $\bar{B}^0$ ayant oscillé en un état de superposition $B_- \approx (1/\sqrt{2})(B^0 - \bar{B}^0)$ à ceux de B_- ayant oscillé en un état de superposition $\bar{B}^0$. Ceci permet d'aboutir à une configuration où l'ordre des désintégrations et les états initiaux et finaux sont inversés.

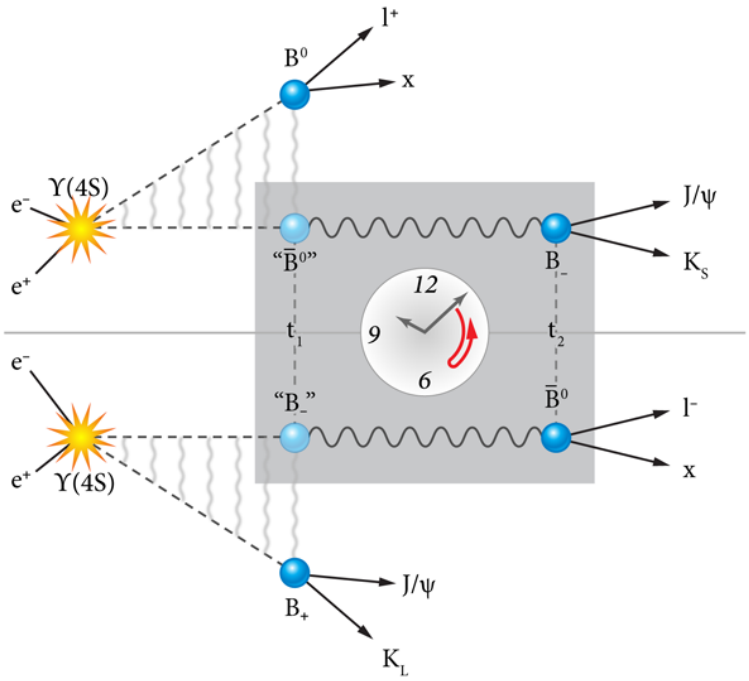


FIGURE 1.68 – *Principe de mesure de la violation de temps à partir de deux B. Source : APS/Alan Stonebraker.*

La présence du lepton positif étiquette la désintégration du B^0, ce qui implique que l'autre méson B neutre est dans l'état $\bar{B}^0$. La reconstruction complète de l'état final de ce dernier méson B, après l'oscillation de sa saveur liée à son vol, en l'état $J/\psi K_S$, permet de reconstruire la réaction ayant eu lieu. Le processus symétrique par rapport à temps, dans l'hypothèse où cette symétrie serait conservée, correspondrait à faire la reconstruction complète du méson se désintégrant vers $J/\psi K_S$ et d'obtenir, après oscillation du méson partenaire, un étiquetage de ce dernier en un lepton chargé négativement (une particule remontant le temps correspondant à une anti-particule). Les mesures expérimentales montrent que le taux de production de chacun des processus n'est pas le même, de sorte que la symétrie de temps est violée.

Le secteur *QCD* a été testé avec précision, avec un excellent accord (Fig. 1.69) pour la section efficace différentielle de production de dijets entre la mesure expérimentale et la prédiction, sur 10 ordres de grandeur. Tant l'existence du degré de liberté de la couleur [55], que le confinement des quarks et la liberté asymptotique ont été démontrés expérimentalement.

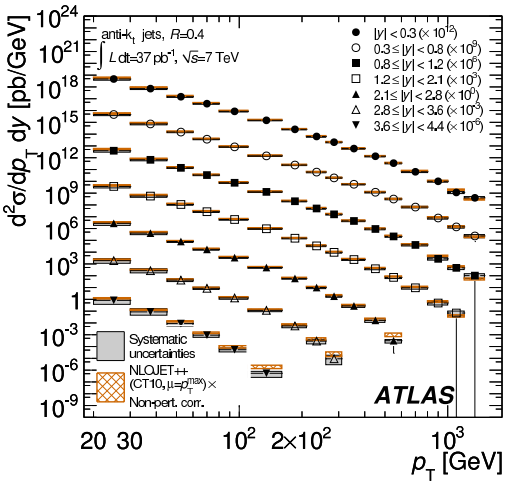


FIGURE 1.69 – *Accord données/simulation pour la production de dijets. Source : [171].*

La théorie de l'interfaction forte prédit que la collision de noyaux atomiques à grande énergie provoque leur fusion en un milieu dense de parton libres, dit plasma de quarks et gluons. La formation d'un tel milieu dans des collisions d'ions lourds serait la preuve expérimentale du déconfinement des quarks et gluons à très haute énergie, état dans lequel les charges de couleur sont neutralisées. L'observation d'une suppression du taux de production d'états liés à deux quarks est une signature d'un tel déconfinement. Après 10 ans d'analyse, l'accélérateur RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider) à Brookhaven a mis en évidence la matière partonique sous forme d'un fluide dense, sans toutefois attendre l'état asymptotique de gaz. Un des paramètres de la collision d'ions lourds est la centralité, c'est-à-dire la caractéristique quantitative du degré auquel les collisions sont frontales ou périphériques. Les calorimètres à l'avant permettent de quantifier cette centralité. L'observation d'une asymétrie dans la production de dijets en fonction de la centralité (Fig. 1.70) par les expériences ATLAS et CMS peut être interprétée comme le transfert de l'énergie par les partons vers des hadrons mous, diffusés loins de l'axe des jets.

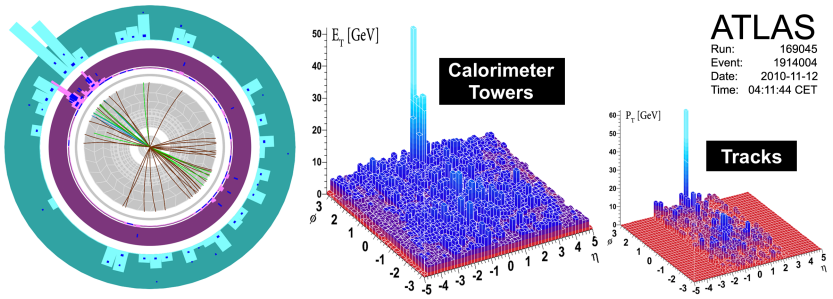


FIGURE 1.70 – *Visualisation d'un événement où apparaît une absorption (dite quenching) d'un jet. Source : [172].*

1.13 Au-delà du Modèle Standard

Malgré son succès, le Modèle Standard, outre qu'il n'est pas suffisamment unificateur des lois fondamentales de la nature, possède des insuffisances prédictives et esthétiques, laissant entrevoir qu'il constitue une théorie effective valide à basse énergie, d'une théorie plus générale, tout comme la théorie de Fermi est une bonne approximation à basse énergie de l'interaction faible. Le Modèle Standard, comprenant 19 paramètres libres, se décompose en :

- un lagrangien de symétrie de jauge, qui tient compte des contributions de trois groupes : $SU(3)$, $SU(2)$, $U(1)$ par un produit direct, avec des constantes de couplages distinctes, notées g_s, g, g', qui décrivent les intensités des interactions forte, faible et électromagnétique. Ces trois paramètres peuvent être remplacés par les constantes de couplage α_s de l'interaction forte, α_{em} de l'interaction électromagnétique et le paramètre $\sin^2\theta_W$ de l'interaction faible. Ce lagrangien possède en outre un paramètre θ_{QCD} décrivant le problème de CP fort (strong CP problem), correspondant à l'apparente inexistence de violation de CP dans le secteur de l'interaction forte.
- un lagrangien de brisure de symétrie de jauge. Deux paramètres décrivent ce secteur : les paramètres du potentiel de Higgs : μ et λ, ou sous une autre forme, la valeur attendue dans le vide (vev) du champ de Higgs et la masse du boson de Higgs m_H.
- un lagrangien de Yukawa. Les paramètres sont les 9 masses des leptons chargés (e, μ, τ) et quarks (u, d, s, c, b, t), 4 paramètres pour la matrice CKM (3 angles $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ de mélange, 1 phase δ de violation de CP).

A ces paramètres, peuvent s'ajouter dans le contexte des neutrinos, 6 masses et une phase supplémentaire de violation de CP, ce qui donne 26 paramètres.

Le problème de hiérarchie est l'existence inexpliquée de plusieurs échelles d'énergie représentatives de phénomènes de physique : échelle $\Lambda_{QCD} \approx 200\ MeV$ pour l'interaction forte, qui engendre l'hadronisation des quarks, échelle $\Lambda_{EW} \approx 10^2\ GeV$ pour la brisure de symétrie électrofaible, échelle de grande unification $\Lambda_{GUT} \approx 10^{16}\ GeV$ pour l'unification approximative des trois constantes de couplages (électromagnétique, faible, forte), échelle de Planck $\Lambda_{Planck} \approx 10^{19}\ GeV$ pour l'émergence d'une interaction gravitationnelle non négligeable. Une possible nouvelle physique par rapport au Modèle Standard aurait une échelle d'échergie Λ_{NP} entre Λ_{EW} et Λ_{GUT}. La masse de Planck très élevée, ou de manière équivalente le fait que la gravité est très faible par rapport aux autres interactions, peut être réconciliée avec l'échelle électrofaible par l'hypothèse de l'existence de dimensions supplémentaires.

1.13.1 La supersymétrie

Les corrections radiatives sur la masse du Higgs introduisent des diagrammes (Fig. 1.71) à une boucle avec des fermions, bosons de jauge et de Higgs. En raison du problème de hiérarchie, la coupure de régularisation de l'intégrale des contributions de boucles à une échelle maximale Λ de validité du Modèle Standard donne à la masse nue du Higgs une correction radiative divergeant quadratiquement : $m_H^2 = (m_H^0)^2 + \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2}[(m_H^0)^2 + 2m_W^2 + m_Z^2 - 4m_t^2]$, bien plus importante que la masse nue du Higgs. Cet aspect non naturel, dit problème de naturalité, apparaît lorsqu'il s'agit d'étendre la validité du Modèle Standard à un domaine large d'énergie : de l'échelle de brisure de symétrie électrofaible $O(100\ GeV)$ à l'échelle de grande unification (GUT pour $Grand\ Unified\ Theory$) $\Lambda_{GUT} = 0(10^{16}\ GeV)$. Puisque la correction radiative est de l'ordre de 16 ordres de grandeur, faire coïncider la masse renormalisée et celle à l'ordre de l'arbre nécessite un ajustement fin (fine tuning) de 16 chiffres après la virgule de la masse nue, ce qui laisse envisager l'existence d'une nouvelle physique entre l'échelle électrofaible et l'échelle de grande unification.

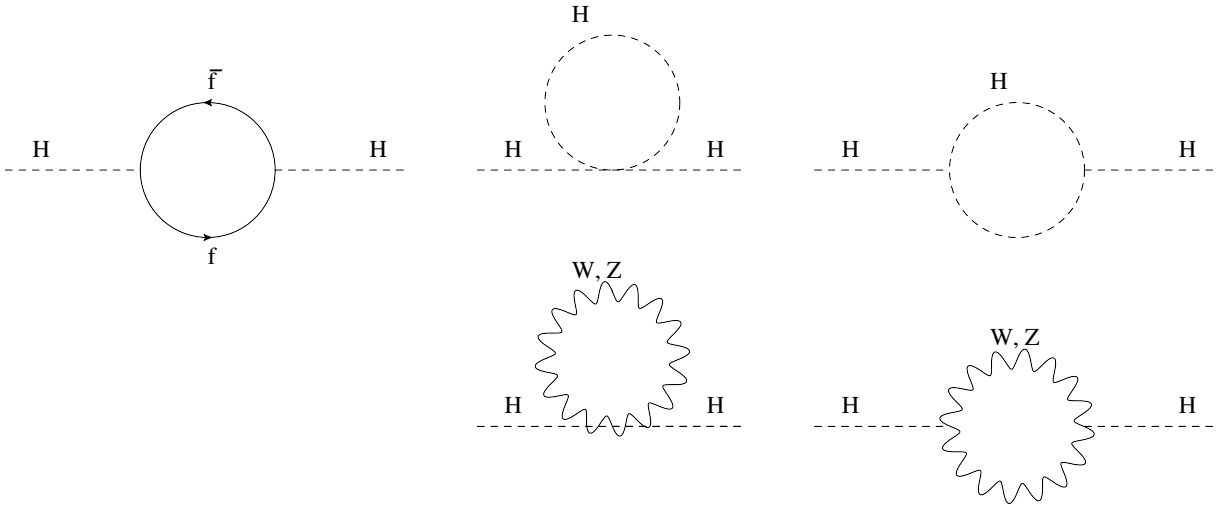


FIGURE 1.71 – *Diagrammes de Feynman de corrections radiatives à la masse du Higgs.*

La supersymétrie (dite SUSY), développée historiquement par Gol'fand, Likhtman, Ramond, Neveu, Schwartz, apporte une solution à ce problème en introduisant une symétrie entre bosons et fermions sous la forme de nouvelles particules partenaires à celles du Modèle Standard, ce qui annule les divergences quadratiques, de sorte que ne subsistent que des divergences logarithmiques. Comme expérimentalement les particules partenaires n'ont pas été découvertes alors qu'elles auraient dû exister à des masses voisines de leurs homologues du Modèle Standard, la supersymétrie, si elle existe, doit être brisée, ce qui entraîne une centaine de paramètres supplémentaires [173, 174].

Les nouvelles particules contribuent à l'évolution des constantes de couplages avec l'énergie, modifiant leur pente de sorte qu'elles convergent (Fig. 1.72) au pourcent près à une énergie de grande unification, légèrement au dessus de 10^{16} GeV. En effet, les particules et leur partenaires supersymétriques se comportent de la même façon au point de vue du couplage, mis à part un changement de signe entre les différentes natures de spin, ce qui engendre de manière naturelle une annulation des corrections quadratiques. En fait, si la supersymétrie est brisée à faible énergie, une différence de masse existe entre les particules et leur partenaires supersymétriques de sorte que les boucles ne s'annulent pas de façon exacte. L'intersection approximative est alors à une échelle d'énergie légèrement plus élevée, de l'ordre de 10^{16} GeV. Pour aboutir à un Higgs de l'ordre de 100 GeV, il faut que tous les partenaires supersymétriques soient d'une masse inférieure à de l'ordre du TeV. La façon dont a lieu la brisure de supersymétrie engendre différents modèles.

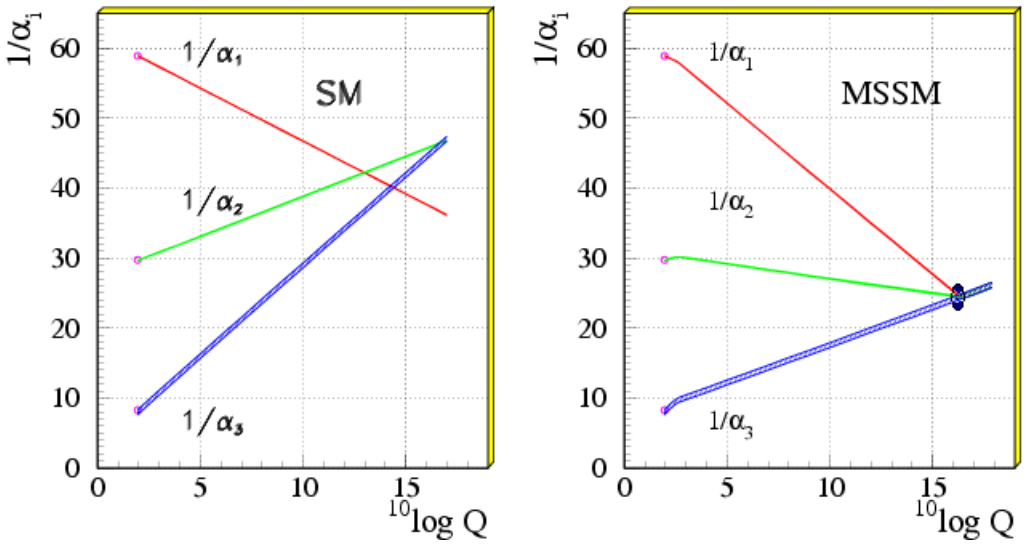


FIGURE 1.72 – *Evolution des constantes de couplages ($\alpha_1 : U(1)$, $\alpha_2 : SU(2)$, $\alpha_3 : SU(3)$) avec l'énergie, pour (a) le Modèle Standard et (b) un modèle supersymétrique : le modèle $MSSM$. Source : [175].*

Le Higgs au-delà du Modèle Standard est abordé dans le paragraphe 1.13.6.

La figure 1.73 présente les différentes particules du $MSSM$. Le partenaire du boson B, intervenant dans le mélange pour former le photon et le Z, a pour partenaire le bino. Les higgsinos neutres, photino et zino se mélangent pour former quatre neutralinos possibles : $\tilde{\chi}_i$, $i = 1 \cdots 4$. Les higgsinos chargés et wino se mélangent pour former les charginos. Dans la littérature, le wino est appelé parfois wino chargé, tandis que le zino est parfois appelé wino neutre. Les règles de Feynman du MSSM sont présentées dans la référence [176].

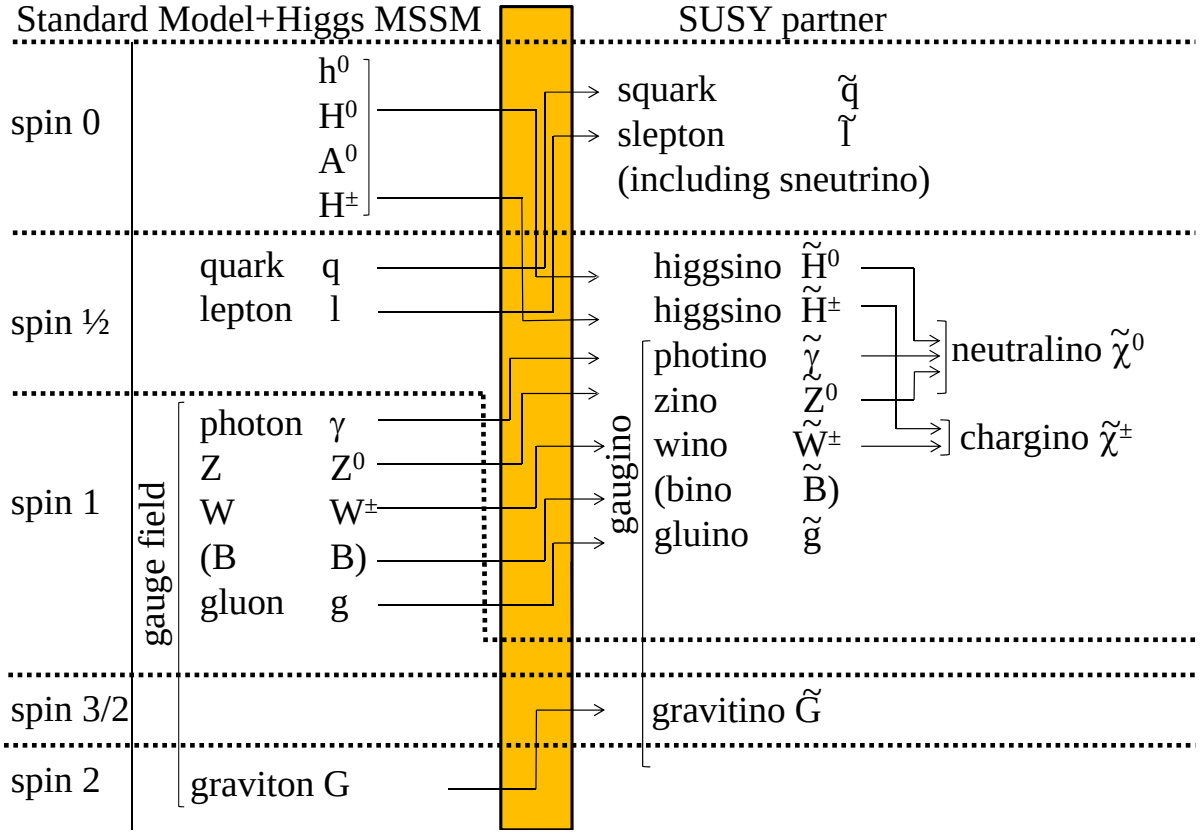


FIGURE 1.73 – *Partenaires supersymétriques du Modèle Standard et de son extension au MSSM. Le B et bino sont des particules avant brisure spontanée de symétrie.*

La supersymétrie n'implique pas la conservation des nombres baryonique et leptonique et engendrerait la désintégration rapide du proton. Pour remédier à la conservation observée expérimentalement de telles quantités, un nouveau nombre quantique conservé est introduit : la parité R. Une première conséquence est que les particules superpartenaires sont produites par paire. Une seconde conséquence est que la particule supersymétrique la plus légère (LSP pour Lightest Supersymmetric Particle) est stable. Dans la plupart des cas, cette particule est la plus légère des quatre neutralinos mais massive, électriquement neutre [79] et interagissant faiblement.

79. sinon, la lumière (rayonnement électromagnétique) pourrait être diffusée par l'hypothétique matière noire présente dans l'univers, ce qui ne qualifierait plus cette dernière de cette propriété.

Plusieurs scénarios existent pour la supersymétrie, prenant compte notamment de la façon dont elle est effectuée. Sans être exhaustif, existent les scénarios $MSSM$, $CMSSM$, $NMSSM$, $mSUGRA$, $GMSB$, $AMSB$, etc.

Plusieurs approches de recherche de supersymétrie existent :

— la production de squarks et gluinos, dominante (Fig. 1.74), par interaction forte aboutit à des sections efficaces importantes, pour lesquelles les désintégrations de particules en cascade de particules aboutissent à la production de charginos et neutralinos, ce qui donne lieu à des signatures comme la présence de MET, leptons, jets. La désintégration des principaux neutralinos et charginos est :

$$\begin{aligned}
\tilde{\chi}_1^{\pm} &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W^{\pm} \rightarrow MET + 1l \\
\tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + Z \rightarrow MET + 2l \\
\tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_1^{\pm} + W^{\mp} \rightarrow MET + 2l \\
\tilde{\chi}_2^{\pm} &\rightarrow \tilde{\chi}_1^{\pm} + Z \rightarrow MET + 3l \\
\tilde{\chi}_2^{\pm} &\rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + W^{\pm} \rightarrow MET + 3l
\end{aligned}$$

— la production de squarks de troisième génération, considérés comme les plus légers des squarks

— la production électrofaible de neutralinos et charginos.

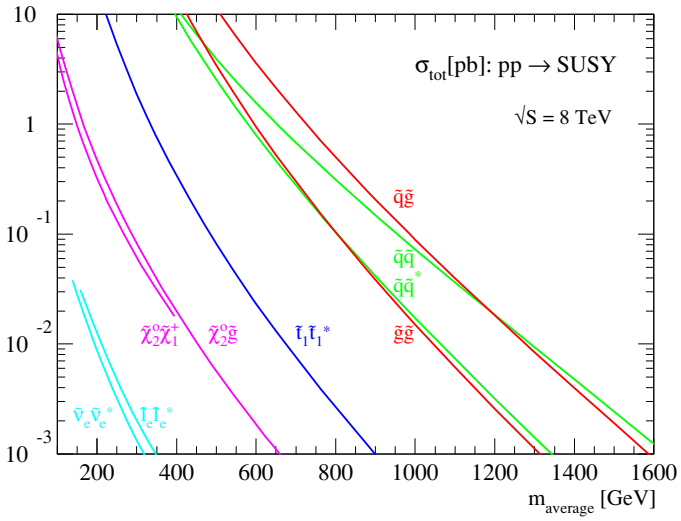
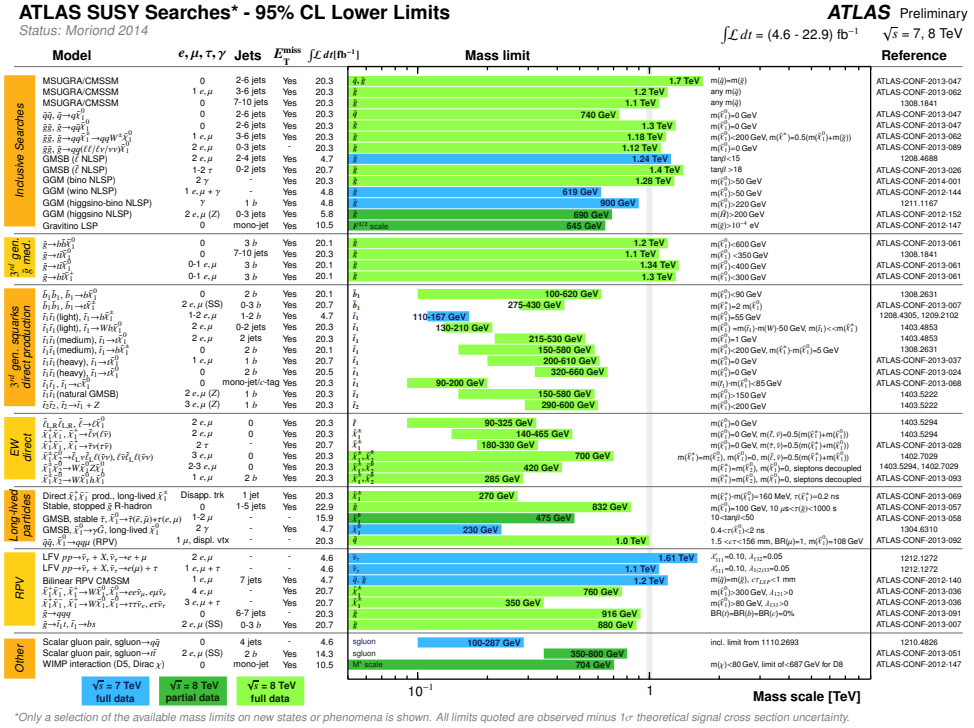
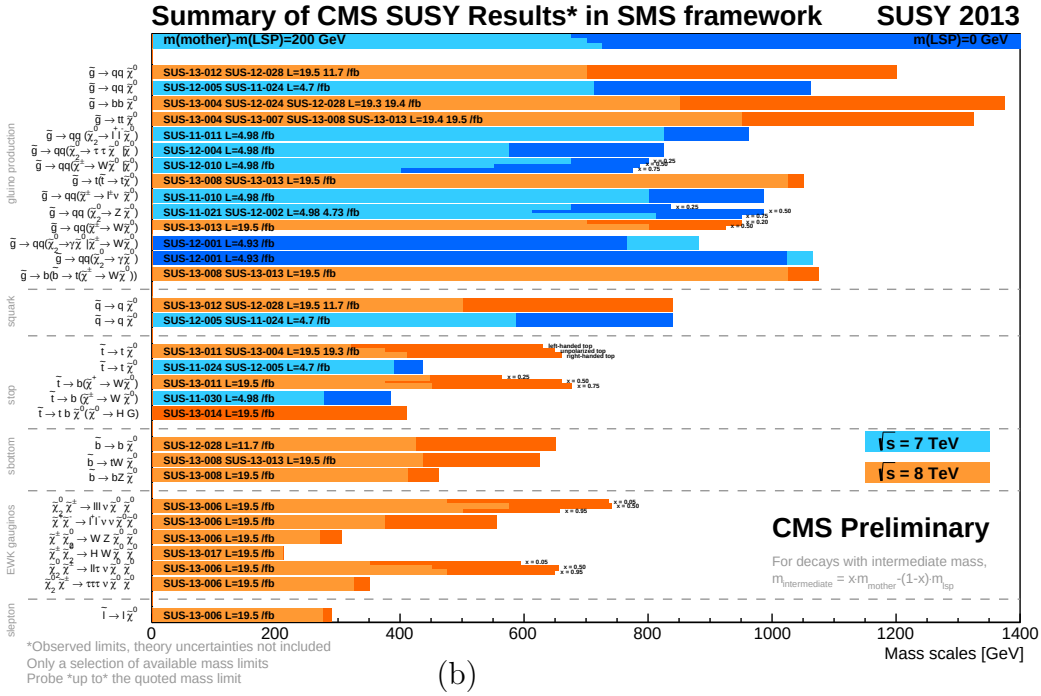


FIGURE 1.74 – *Section efficace de production de particules supersymétrique au LHC à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 8\ TeV$, en fonction de la masse moyenne de la paire produite.*
Source : http ://www.thphys.uni-heidelberg.de/˜plehn/includes/prospino/prospino_lhc8.

La figure 1.75 présente les résultats de recherche de la supersymétrie par ATLAS et CMS.



(a)

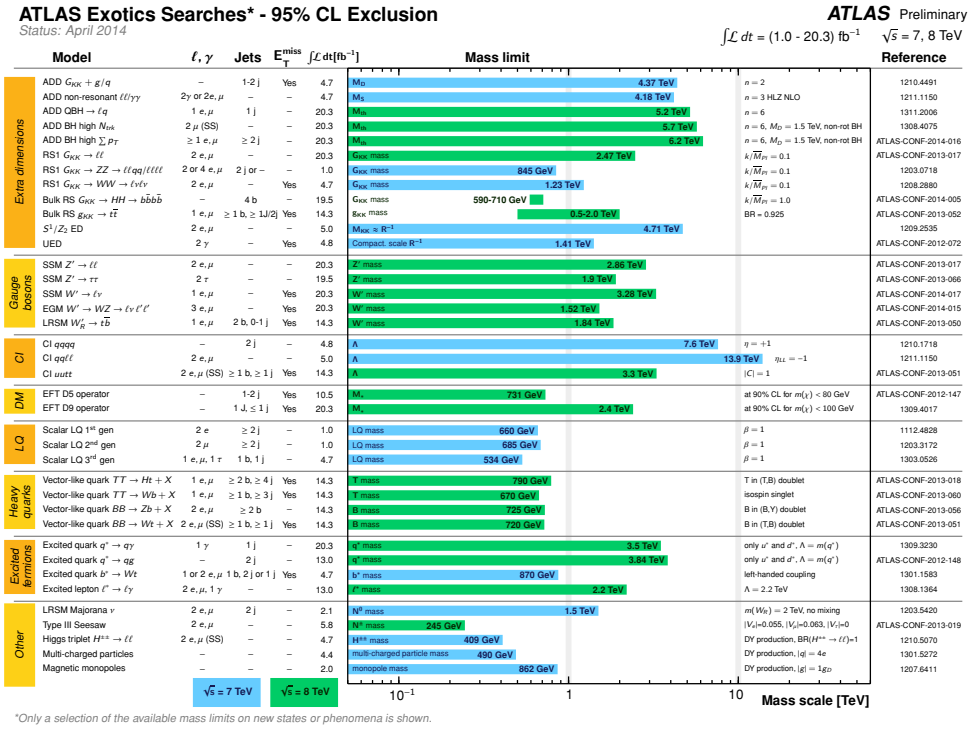


(b)

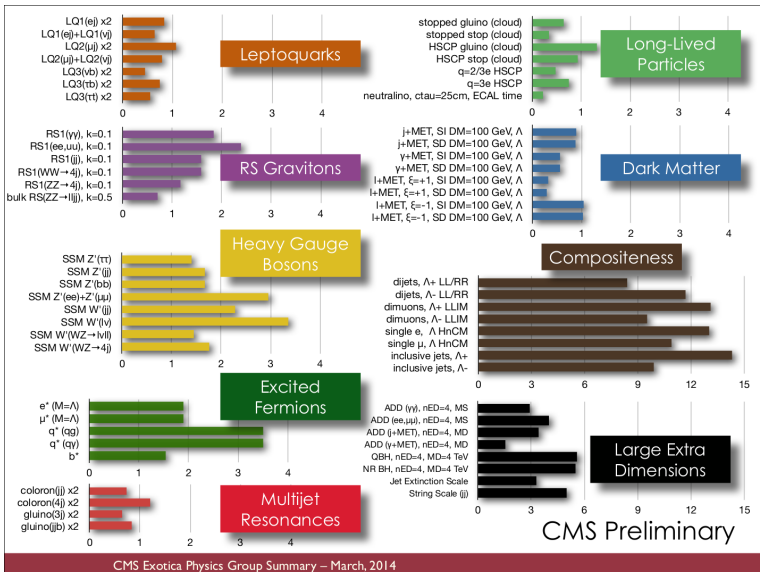
FIGURE 1.75 – *Panorama de la recherche de la supersymétrie dans l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS. Source : (a) : [177] ; (b) : [178].*

1.13.2 Scénarios de modèles exotiques

Plus généralement, les scénarios de modèles exotiques ont été envisagés et recherchés, contraignant (Fig. 1.76) les différents modèles. Les deux expériences ne présentent pas un signe de nouvelle physique en dessous d'une échelle de l'ordre du TeV.



(a)



(b)

FIGURE 1.76 – *Panorama de la recherche de modèles exotiques dans l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS. Source : (a) : [179] ; (b) : [180].*

1.13.3 Oscillation et masse des neutrinos

Dans le contexte de la recherche des neutrinos issus du soleil, Davis constate en 1968 un déficit par un facteur 3 du flux attendu [181]. Ce résultat peut être interprété soit par un modèle erroné du Modèle Standard du Soleil, soit par un changement des propriétés des neutrinos au cours de leur vol depuis le Soleil. En 1998, l'expérience Super-Kamiokande [10], détecteur constitué d'eau dont les atomes interagissent avec les neutrinos incidents pour former des leptons correspondants : électron ou muon, prouve l'oscillation des neutrinos à partir de neutrinos atmosphériques. Les rayons cosmiques, dominés par des protons, produisent par interaction avec les noyaux de l'atmosphère des pions chargés, qui se désintègrent en muon et neutrino muonique. Le muon se désintègre en électron, neutrinos électronique et muonique, de sorte que le rapport de neutrinos muonique sur électronique est prédit de l'ordre de 2 en l'absence de changement des propriétés des neutrinos. Plus précisément, des kaons sont également produits, se désintégrant en muons, et les muons peuvent, s'ils sont hautement énergétiques, avoir une durée de vie suffisamment longue, en raison de la dilatation du temps relativiste pour ne pas se désintégrer avant leur arrivée sur terre. Expérimentalement, le rapport de nombre de neutrinos muonique et électronique n'est pas celui prédit en l'absence de changement des propriétés des neutrinos. Une asymétrie du nombre de neutrinos muoniques montants et descendants est observée, compatible avec le fait que les neutrinos montants ont traversé davantage de distance, pouvant ainsi se transformer au cours de leur vol. En outre, la distribution du nombre de neutrinos muonique et électronique est compatible avec l'oscillation des neutrinos muoniques. Le résultat est confirmé par l'expérience SNO [182] avec des neutrinos solaires. L'implication est que les neutrinos ont une masse très faible mais non nulle.

En 1957, Pontecorvo avait suggéré que le neutrino pouvait osciller, de façon similaire aux kaons neutres. Au niveau théorique, le lagrangien de l'interaction d'interaction faible possède des états propres de saveur ν_e, ν_μ, ν_τ différents des états propres de masse ν_1, ν_2, ν_3 du lagrangien de propagation. La matrice PMNS, ou Matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata relie les états propres :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{1.82}$$

Le taux d'oscillation fournit des informations sur l'écart de masse entre les neutrinos. Sous l'impulsion de la découverte de l'oscillation des neutrinos solaires, se développent des études pour mieux comprendre le modèle solaire, mais également rechercher les oscillations pour différentes saveurs, sources, distances, modes : apparition ou disparition.

Lors de l'étude de l'oscillation de neutrinos, l'effet MSW (effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) est pris en compte si pertinent, correspondant à l'interaction des électrons de la matière avec les neutrinos, ayant pour conséquence une modification de la fréquence d'oscillation, notamment pour les densités importantes d'électrons dans le Soleil.

La matrice $PMNS$ peut s'écrire comme le produit de matrices faisant apparaître différents secteurs où certaines sources de neutrinos sont mieux adaptées pour la mesure des paramètres, en raison des différences d'énergie et de distances typiques traversées :

$$U_{PMNS} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}}_{atmospheric} \underbrace{\begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & e^{-i\delta} & 0 \\ -s_{23} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}}_{reactor} \underbrace{\begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{solar} \underbrace{\begin{pmatrix} e^{i\rho} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\sigma} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\beta\beta 0\nu;\text{Lepton Flavour Violation}} \tag{1.83}$$

avec $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, δ est la phase CP et $e^{i\rho}$, $e^{i\sigma}$ sont des phases du secteur de Majorana.

En 2010, l'expérience Opera observe pour la première fois [183] l'oscillation de neutrinos muoniques en neutrinos tau. En 2013, l'expérience T2K découvre avec une significance de $7,5\ \sigma$ l'oscillation de neutrinos muoniques en neutrinos électroniques.

Les neutrinos sont détectés typiquement par réaction β inverse : $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, ce qui donne lieu à un signal typique du positron interagissant avec les électrons de la matière pour former un signal de deux photons, suivi d'un signal décalé en temps de photons issus de la capture du neutron par le milieu. Pour l'étude de neutrinos issus de réacteurs, il est possible d'utiliser un ensemble de détecteurs dans une zone proche du réacteur et dans une zone lointaine, afin de s'affranchir des incertitudes de la production de la source.

Des mesures récentes sont
$\sin^2\theta_{12} = 0,306^{+0,018}_{-0,015}$, $\sin^2\theta_{23} = 0,42^{+0,08}_{-0,03}$, $\sin^2\theta_{13} = 0,021^{+0,007}_{-0,008}$.

La Terre produit de manière naturelle, par radioactivité, des neutrinos géologiques, dits geo-neutrinos. L'expérience Kamland a détecté [184] ces neutrinos en 2005. La mesure du flux et de son spectre pourrait permettre, par la mesure de la composition des matériaux radioactifs géologiques, de mieux comprendre le fonctionnement de l'intérieur de la Terre.

La nature de l'antineutrino par rapport au neutrino n'est pas connue à l'heure actuelle. Suivant la théorie de Dirac, ces particules sont distinctes, suivant Majorana [185] identiques. Contrairement à la désintégration $\beta\beta 2\nu$, dont la réaction[80] est $(Z, A) \rightarrow (Z+2, A) + e_1^- + e_2^- + \bar{\nu}_{e_1} + \bar{\nu}_{e_2}$, la désintégration $\beta\beta 0\nu$, dont la réaction est $(Z, A) \rightarrow (Z+2, A) + e_1^- + e_2^-$, utilise le fait que le neutrino intervient dans une boucle virtuelle est réabsorbé en raison de sa nature de Majorana. La recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ sans neutrino permettrait de connaître la nature du neutrino.

80. Les nombres atomique Z et de masse A sont introduits.

Expérimentalement, dans une désintégration $\beta\beta 2\nu$, la présence des neutrinos introduit un spectre continu de l'énergie des électrons, limité par l'énergie disponible. Dans une désintégration $\beta\beta 0\nu$, l'énergie totale des électrons est fixe, mais la résolution en énergie limitée du détecteur fait apparaître le pic avec une certaine résolution (Fig. 1.77), près de la limite cinématique. La durée de vie des désintégrations $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$ sont respectivement de l'ordre de $10^{19} - 10^{21}$ et $10^{25} - 10^{27}$ années. Le bruit de fond, beaucoup plus élevé, est constitué par les traces d'isotopes radioactifs ayant des énergies de désintégrations proches.

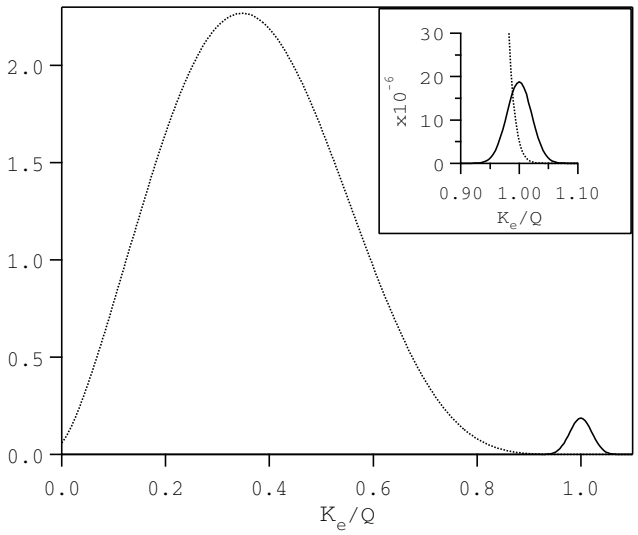


FIGURE 1.77 – *Illustration du spectre de la somme des énergies cinétiques des électrons (K_e) divisée par l'énergie maximale pour les désintégrations $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$, en tenant compte d'une résolution hypothétique de* 5 % *sur le détecteur. Source : [186].*

En 2001, l'expérience Heidelberg-Moscou a annoncé [187] l'observation d'un signal de double désintégration β sans neutrino avec une significance de $3,1\ \sigma$, mais le résultat est controversé par la communauté scientifique. Une analyse ultérieure de cette même expérience, dont la prise de données s'est achevée en novembre 2003, a donné une significance de $4,2\ \sigma$. D'autres expériences recherchent activement le signal, plaçant des limites sur la durée de vie d'un tel processus. Un exemple d'expérience est NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory), détecteur placé sous la montagne afin de réduire au maximum les particules cosmiques et autres sources de radioactivité. Il est constitué de diverses sources radioactives placées au sein d'un détecteur. Les résultats avec la source Molybdène-100 sont une demi-vie du processus double beta sans émission de neutrino supérieure à 10^{24} *ans* et une masse du neutrino inférieure à $0,5\ eV$. L'amélioration du détecteur, SuperNemo, permettrait d'atteindre des sensibilités de l'ordre de 10^{26} *ans* sur la durée de vie et de 50 meV sur la masse, ce qui aurait la sensibilité de l'expérience de Heidelberg-Moscou.

1.13.4 Le problème CP fort

La formulation originelle de la QCD suppose conservées les symétries C, P, CP. Cette théorie est englobée dans le Modèle Standard, qui contient une violation de CP dans le secteur électrofaible. Pour cette raison, un hypothétique paramètre complexe θ représentatif de la violation de CP est ajouté dans le secteur QCD :

$$\theta \frac{\alpha_s}{8\pi} G^A_{\mu\nu} \tilde{G}^{A\mu\nu} \tag{1.84}$$

où $\tilde{G}^{A\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} G^{A\sigma\rho}$ est le tenseur dual du champ $G^{A\mu\nu}$ et θ est un paramètre complexe représentatif de la possible violation de CP dans le secteur QCD. Les mesures expérimentales de moment dipolaire du neutron sont très contraignantes : $|\theta| \lessapprox 10^{-10}$ [188], favorisant l'hypothèse d'une absence de violation de CP dans le secteur QCD. Le mécanisme de Peccei-Quinn suppose l'existence d'une nouvelle particule, l'axion, jouant le rôle de θ, faisant disparaître la violation de CP et ne nécessitant pas un ajustement fin pour rendre nul le paramètre θ. Le principe de recherche est de détecter une anomalie dans la rotation de la polarisation de la lumière par un champ magnétique, sous l'effet de l'interaction de l'hypothétique axion. La recherche de source d'axions d'origine astrophysique utilise l'effet Primakoff, c'est-à-dire la transformation d'un axion en photon et réciproquement, dans un champ magnétique important. L'expérience CAST cherche un tel signal.

1.13.5 Astrophysique et cosmologie

1.13.5.1 Asymétrie matière-antimatière dans l'univers

L'observation montre que le taux de matière domine largement sur le taux d'antimatière. La densité moyenne de matière baryonique (Fig. 1.78) est caractérisée par le rapport baryon sur photon [189] :

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} = (6,14 \pm 0,25)\ 10^{-10} \tag{1.85}$$

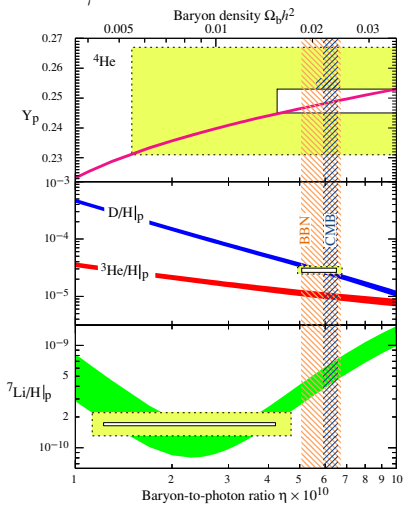


FIGURE 1.78 – *Abondance relative des baryons. Source : [29].*

Trois conditions, dites de Sakharov [190], sont nécessaires pour la baryogénèse, c'est-à-dire l'existence d'une asymétrie entre la matière ordinaire baryonique et l'antimatière : l'existence de lois différentes entre l'évolution de matière et antimatière, l'existence de processus violant la conservation du nombre baryonique, le déséquilibre thermique.

L'asymétrie entre matière et antimatière créée par la violation de CP du Modèle Standard est insuffisante pour expliquer l'important déséquilibre observé ce qui suggère l'existence d'autres sources de violation de CP. Une hypothèse serait la leptogénèse [191], c'est-à-dire une violation de CP dans le secteur des leptons. La découverte d'une oscillation entre les neutrinos crée les conditions pour la recherche d'une violation de CP dans ce secteur.

1.13.5.2 Matière noire

A partir des observations astronomiques [81], a émergé l'hypothèse de l'existence d'une matière baryonique invisible non lumineuse : la matière noire. Le Modèle Standard ne fournit pas de candidat pour la matière noire. Les neutrinos connus, particules de très faible masse, ne peuvent constituer qu'au plus à 18 % de la masse de l'univers ce qui n'est pas suffisant quantitativement. Un candidat serait une particule parfaitement stable ou de temps de vie supérieur à l'âge de l'univers, massive, électriquement neutre et interagissant très faiblement, d'où l'appelation générique pour ces particules de WIMP (Weekly Interacting Massive Particle). Un WIMP candidat du secteur de la supersymétrie est la particule supersymétrique la plus légère, pouvant être par exemple le neutralino le plus léger, le gravitino, ou le sneutrino. Un autre candidat est l'axion. Un autre candidat est un objet astronomique compact et sombre dans le halo galactique : MACHO (Massive Astronomical Compact Halo Object).

La matière noire peut être recherchée par plusieurs stratégies : de manière directe par production auprès des accélérateurs à partir de particules du Modèle Standard (par exemple par ATLAS et CMS), de manière directe par recherche de diffusion sur la matière standard (par exemple, l'expérience Icecube exploite les particules issues des rayons cosmiques), ou par annihilation dans le cosmos pour produire des particules du Modèle Standard (par exemple par AMS). En outre, la matière noire produit des effets gravitationnels sur la lumière en déformant l'espace-temps, concept dit d'effet de lentille gravitationnelle. L'interaction Wimp-nucléon se manifeste par une énergie de recul des noyaux du milieu du détecteur. En raison du taux faible d'interaction, proportionnel au carré du nombre de masse de la matière, la détection nécessite une chambre de matière cible de grande dimension, une bonne discrimination avec le bruit de fond, typiquement recul lié à la

81. En 1933, Zwicky [192] montre une inconsistance entre la masse d'amas, mesurée par le flux lumineux qu'ils émettent et celui mesuré par la dispersion des vitesses des galaxies qu'ils constituent, ce qui nécessite l'existence d'une masse invisible. Dans les années 1970, Rubin [193] montre que la vitesse de rotation des étoiles situées à la périphérie de la galaxie d'Andromède ont une vitesse trop élevée par rapport à la masse de matière déduite par le flux lumineux. Une explication possible est l'existence d'un très important halo de matière non visible entourant la galaxie.

radioactivité γ et β, et un seuil faible d'énergie. Différentes techniques de discrimination sont possibles : par scintillation, ionisation et chaleur.

Une indication de matière noire aurait été trouvée [194, 195], bien que contestée [82] par des déviations entre le barycentre et celui associé aux baryons pour le cluster Bullet, situé à une distance de plus de 1 Gpc. L'expérience AMS a observé en 2013 [196] un léger excédent de positrons dans le cosmos par rapport à la prédiction en l'absence de matière noire, et ce de façon isotrope, sans privilégier une source particulière, ce qui favorise l'hypothèse de matière noire.

1.13.5.3 Cosmologie

La cosmologie étudie la géométrie, le contenu énergétique et l'évolution de l'univers. Les concepts reposent sur la théorie de la relativité générale [197]. La découverte de l'expansion de l'univers par Hubble [198] et du rayonnement de fond diffus cosmologique à 3 K par Penzias et Wilson [199] en 1965 ont conforté le modèle cosmologique d'évolution de l'univers (Fig. 1.79) à partir d'un big bang suivi d'une inflation. Les mesures du fond diffus cosmologique sont en accord avec le spectre d'un corps noir, ce qui conforte à nouveau la théorie du big bang.

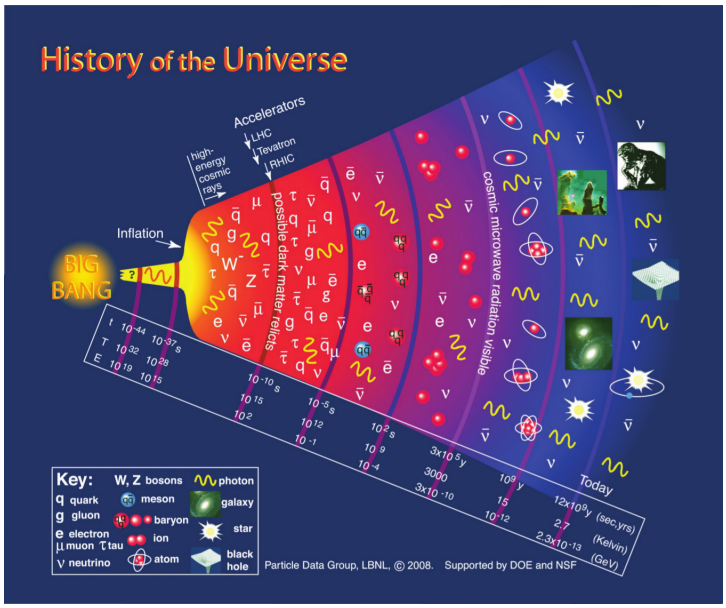


FIGURE 1.79 – *Evolution de l'univers à partir du big bang. Source : [200].*

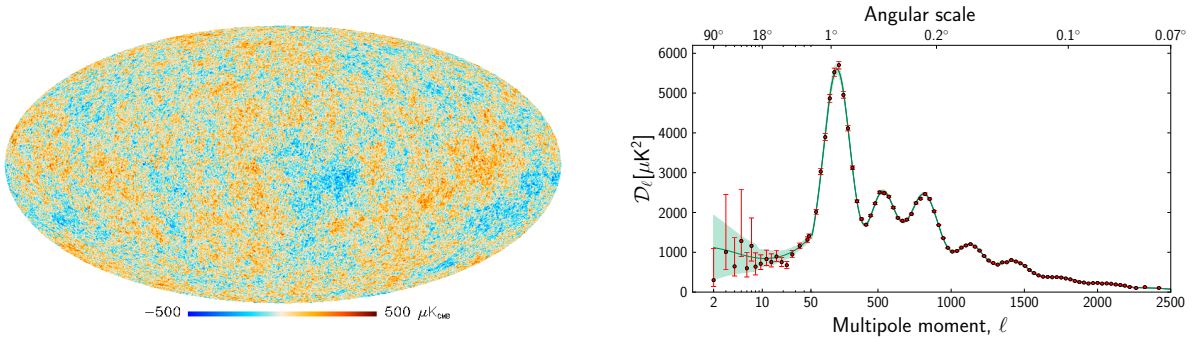
Le principe cosmologique correspond à l'hypothèse selon laquelle l'univers est homogène. Cette hypothèse est bien vérifiée, d'après l'excellente isotropie du fond diffus cosmologique, bien que les résultats [201] du groupe de quasars Huge-LQG puisse remettre en cause le paradigme. Si l'univers primordial n'était pas homogène, l'effet de

82. http ://www.astro.umd.edu/~ssm/mond/moti_bullet.html

gravité amplifierait les inhomogénéités, suivant le mécanisme d'instabilité de Jeans. Le problème de l'horizon, c'est-à-dire le paradoxe d'univers observable isotrope alors que certaines régions sont si éloignées qu'elles n'ont pas pû échanger d'information depuis l'origine, a été résolu grâce aux observations astronomiques de galaxies trop éloignées par rapport à la prédiction liée à l'âge de l'univers, motivant l'inflation cosmique pour résoudre ce paradoxe, c'est-à-dire une expansion exponentielle soudaine de l'univers dans ses premiers instants.

La recherche des vestiges du cosmos permet de tester les modèles cosmologiques. Différentes perturbations pourraient être visibles : des fluctuations quantiques dans la densité du plasma originel de particules, provoquées par un champ d'inflation (inflaton), de type scalaire, ou du champ gravitationnel par des ondes gravitationnelles (graviton), de type tenseur.

L'expérience COBE a détecté en 1992 [202] des fluctuations correspondant à des anisotropies du fond diffus cosmologique de l'ordre d'une partie par million, résultat affiné par WMAP [203] puis Planck (Fig. 1.80) [204]. Les anisotropies peuvent êtres quantifiées par un développement du spectre de puissance sur la base d'harmoniques sphériques, caractérisées par le moment l du multipôle. Le premier pic détermine la courbure de l'univers. Le deuxième pic détermine la densité de baryons. Le troisième pic fournit des informations sur la densité de matière noire.



(a) (b)

FIGURE 1.80 – *(a) Carte de la sphère céleste mesurée par l'expérience Planck. Des fluctuations du fond diffus cosmologique apparaissent, développées en harmoniques sphériques (b). Source (a, b) : [204].*

Une conséquence de la théorie de la relativité générale est l'existence de variations minuscules de la métrique de l'espace-temps, engendrant des ondes gravitationnelles. Plus généralement, ces effets peuvent être produits par des phénomènes astrophysiques cataclysmiques comme l'effondrement d'une étoile, la formation de trou noir ou la coalescence (c'est-à-dire l'association) d'objets compacts.

Les ondes gravitationnelles ont été observées de façon indirecte. L'observation de la lente décroissance de la période du pulsar binaire PSR B1913+16 [205] en raison du raccourcissement de l'orbite dû à l'émission d'ondes gravitationnelles, en parfait accord notamment au cours de l'histoire (Fig. 1.81) avec la théorie, est une première signature.

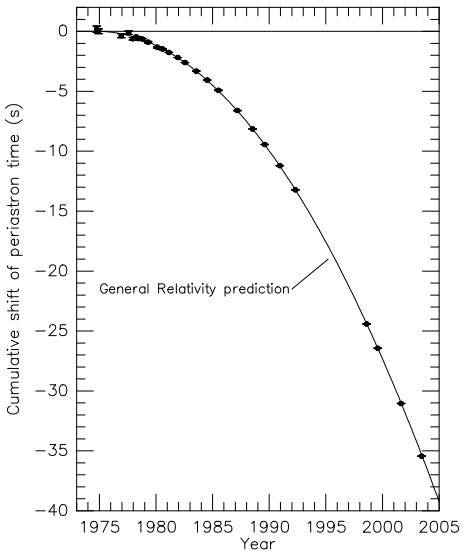


FIGURE 1.81 – *Evolution au cours du temps de la période du pulsar B1913+16, en accord avec la courbe théorique tenant compte de l'émission d'ondes gravitationnelles telle que prédite par la théorie de la relativité, réduisant ainsi la période du pulsar au cours du temps. Source : [206].*

Les caractéristiques de la polarisation [83] des ondes électromagnétiques issues des vestiges de l'univers permettent d'obtenir des informations sur les perturbations les ayant provoqué. Malgré la diversité des directions de polarisation des différents photons, une polarisation résiduelle peut être observée, telle que démontrée expérimentalement par le téléscope DASI [207]. Graphiquement, la polarisation se représente avec des segments de ligne représentant localement la direction d'oscillation du champ électrique. La polarisation peut se décomposer en (Fig. 1.82) les modes E (par analogie avec le champ électrique) et les modes B (par analogie avec le champ magnétique).

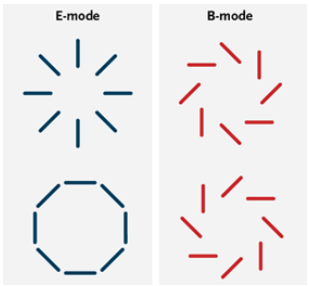


FIGURE 1.82 – *Orientation des directions d'oscillation du champ électrique pour des ondes de mode E et B. Source : Sky and Telescope, Seeking the Cosmic Dawn, Shari Balouchi.*

83. La polarisation caractérise la direction d'oscillation de la composante électrique d'une onde électromagnétique transversalement à sa propagation.

La forme de la polarisation, en particulier l'orientation des oscillations, permet de distinguer les effets scalaires, issus de variations de densité, produisant une polarisation de mode E, des effets tenseurs, issus d'effets gravitationnels, produisant une polarisation avec des modes E et B. D'autres effets, comme les lentilles gravitationnelles, peuvent créer des modes B, tel que déjà observé [208, 209] par des expériences.

L'expérience BICEP2 [210] a observé (Fig. 1.83) les ondes gravitationnelles dans la carte polarisée du fond diffus cosmologique. Le résultat est cependant controversé.

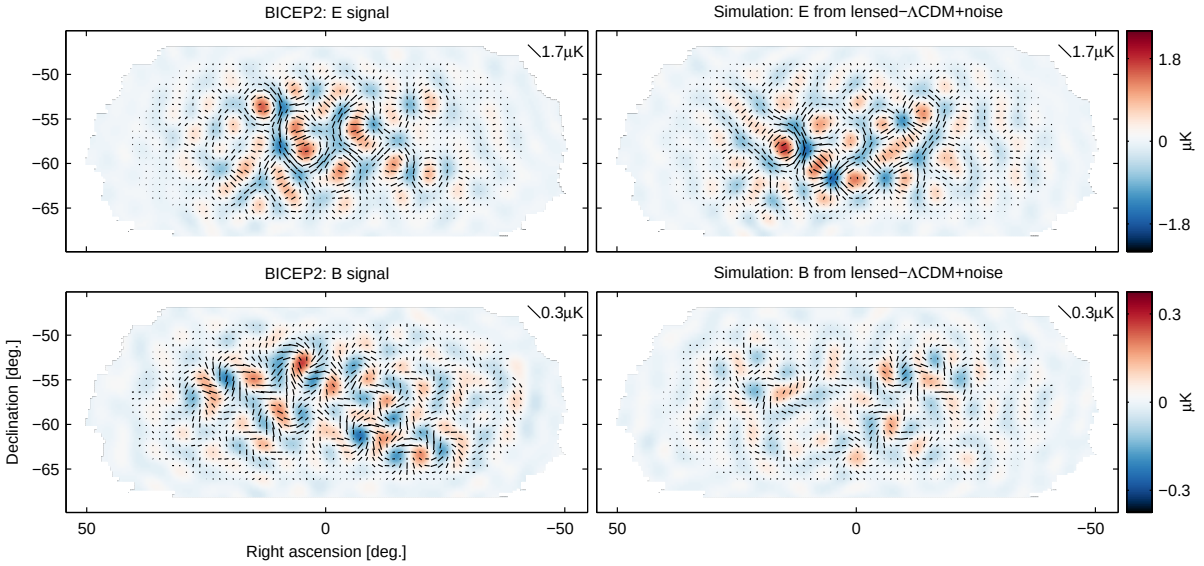


FIGURE 1.83 – *Carte de température mesurée par l'expérience BICEP2 pour différents modes et comparaison à la simulation dans l'hypothèse d'absence d'onde gravitationnelle. La couleur représente les variations de température par rapport à la température moyenne. Les traits indiquent la direction locale reliée à la polarisation. La longueur des traits représente l'amplitude de la polarisation tandis que leur orientation locale représente la direction de l'oscillation. Source : [210].*

Une observation directe des ondes gravitationnelles pourrait être obtenue à l'aide d'un interféromètre de Michelson très sensible comme LIGO et Virgo ou ses successeurs. Le déphasage introduit par un interféromètre de Michelson permet de mesurer l'amplitude de l'onde gravitationnelle, qui agit en modifiant très légèrement la longueur d'un des bras, l'autre étant orthogonal. L'utilisation de cavités Fébrot permet d'augmenter la longueur des bras de façon artificielle, ce qui donne une longueur de chemin optique de l'ordre de 100 km.

La figure 1.84 présente la sensibilité obtenue par les expériences LIGO et VIRGO, ainsi que le spectre prédit pour certaines sources d'ondes gravitationnelles.

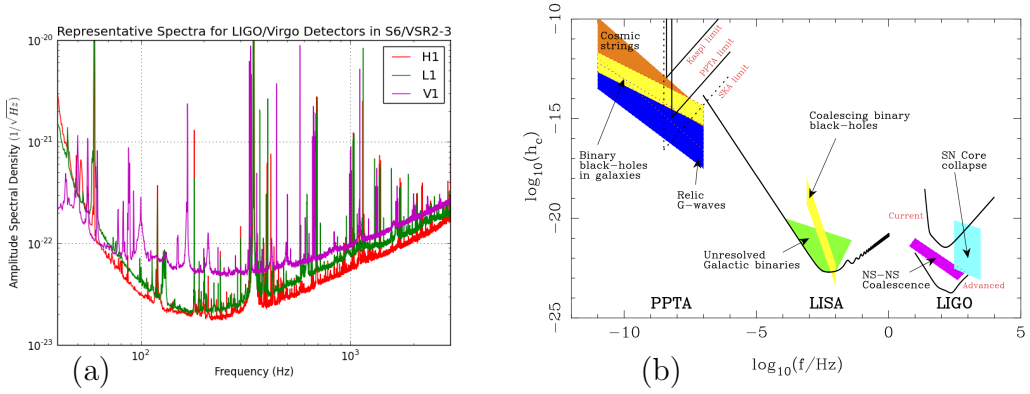


FIGURE 1.84 – *(a) Courbes de densité spectrale (racine carrée de la densité de puissance) pour les expériences Ligo (sites de Hanford (H) et Livingston (L1)) et Virgo. (b) Courbe de sensibilité et spectre prédit pour différentes sources d'ondes gravitationnelles.* $h_c = \sqrt{fS_h(f)}$. *Source : (a) [211], (b) [212].*

Dans le modèle du big bang, l'univers primordial correspond à un plasma de baryons, électrons et photons. Lorsque l'univers s'est refroidi, à un temps qui peut s'exprimer par un redshift [84], d'environ 1100 (environ 380 000 ans après le big-bang), les photons ont pu se découpler du plasma, rendant l'univers transparent et laissant s'échapper une onde de pression, dite onde accousique baryonique (BAO pour Baryon Acoustic Oscillation). La conséquence est l'agrégation de galaxies pour une certaine distance par l'attraction de matière issue de la surpression initiale. Expérimentalement, cela se traduit par une probabilité de présence plus importante ce galaxies séparées par environ 150 Mpc, exprimée par une augmentation de la corrélation de densités à cette distance. Le signal BAO a été observé (Fig. 1.85) [213] par l'analyse de galaxies de Sloan Digital Sky Survey.

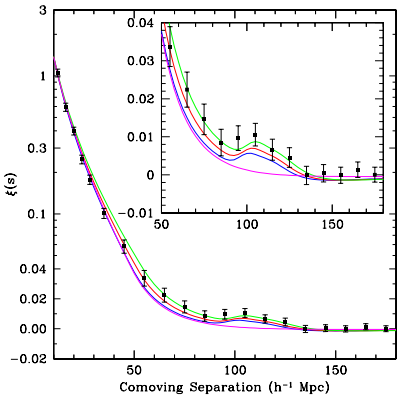


FIGURE 1.85 – *Fonction de corrélation en densité en fonction de la distance comobile, c'est-à-dire tenant compte de l'accroisement de l'univers, montrant l'observation d'un pic à* $O(100)$ Mpc/h *: le signal BAO. Source : [213].*

84. Les galaxies s'éloignant en raison de l'expansion de l'univers, les raies spectrales sont décalées vers le rouge, en correspondance avec le temps par rapport aux instants primordiaux.

L'étude de l'évolution de la magnitude de luminosité en fonction de la distance exprimée sous la forme de décalage vers le rouge (redshift), pour des supernovae de type IA dont la relation distance-luminosité est établie, a mis en évidence [214, 215] (Fig. 1.86) l'accélération de l'expansion de l'univers, ce qui a introduit l'hypothèse d'une énergie noire responsable de ce phénomène.

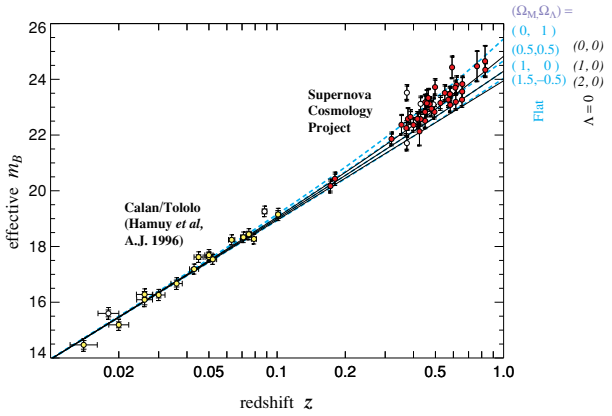


FIGURE 1.86 – *Diagramme de Hubble pour des supernovae de type IA montrant l'accélération de l'expansion de l'univers. Source : [214].*

Les mesures cosmologiques permettent de contraindre les paramètres de densité, c'est-à-dire le rapport entre la densité des différentes composantes de l'univers par rapport à la densité critique impliquant un univers homogène isotrope en expansion de courbure spatiale nulle. Les mesures donnent : $\Omega_{matter} \approx 0,3$ dont $\Omega_{baryon} \approx 0,044$, le reste étant de la matière noire non baryonique. Il reste l'énergie noire avec la densité $\Omega_\Lambda \approx 0,7$. Les mesures (Fig. 1.87) sont compatibles avec un univers plat, ayant une croissance infinie.

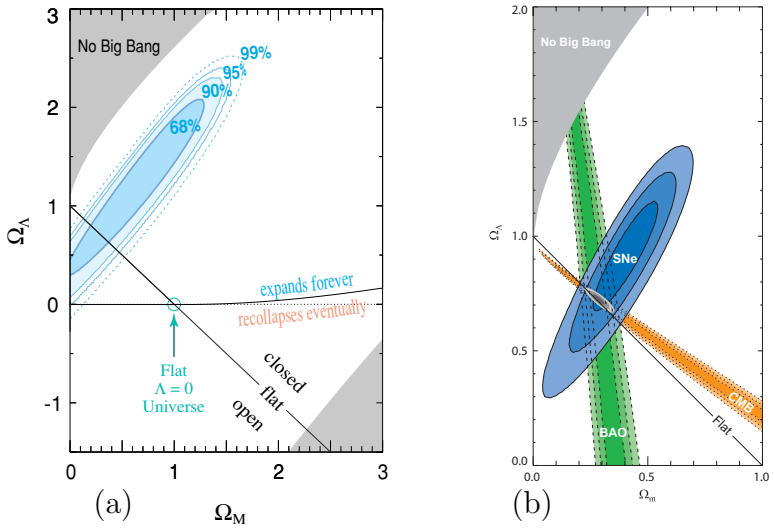


FIGURE 1.87 – *(a) Ajustement des paramètres cosmologiques de densités de matière Ω_M et d'énergie noire Ω_Λ. Le résultat à cette période est $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0,28; 0,72)$ pour la contrainte d'un modèle cosmologique plat et $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0,73; 1,32)$ en l'absence de contrainte. Source : [214]. (b) Mesure plus récente des paramètres cosmologiques. Des oscillation acoustiques dans l'univers primordial (BAO pour Baryon Acoustic Oscillations) ont laissé des empreintes dans la structure de l'univers parmi les anisotropies. Source : [216].*

Les mesures cosmologiques montrent que la constante cosmologique, c'est-à-dire la densité d'énergie du vide, est presque nulle : $\rho_{vac} \lesssim 10^{-46}\ GeV^4$. Or la contrainte directe sur la masse du Higgs $m_H \geq 114,4\ GeV$, ou même $m_H \approx 125\ GeV$, conduit[85] à $\rho_H \approx 10^8\ GeV^4$, soit 54 ordres de grandeur plus élevé qu'à partir de la constante cosmologique. C'est le problème de la constante cosmologique. Cette incompatibilité évoque un possible problème du mécanisme de Higgs ou plus généralement de la nouvelle physique. Une hypothèse pourrait être l'existence d'une physique au-delà du Modèle Standard.

1.13.5.4 Rayons cosmiques

L'étude des propriétés et du flux des rayons cosmiques, dits également astroparticules, sont une source d'information du cosmos, notamment pour la recherche de candidats pour la matière noire. La figure 1.88 présente le spectre en énergie mesuré. La limite GZK [217, 218] (Greisen-Zatsepin-Kuzmin), vérifiée expérimentalement par HiRes [219] et confirmée par l'observatoire Pierre Auger [220], établit une limite de l'ordre de $5 \times 10^{19}\ GeV$ à l'énergie des rayons cosmiques extra-galactiques en raison de leur interaction avec les photons du fond diffus cosmologique, suivant les réactions $\gamma + p \to \Delta^+ \to p + \pi^0$, $\gamma + p \to \Delta^+ \to n + \pi^+$, qui les feraient interagir avant de pouvoir arriver sur Terre.

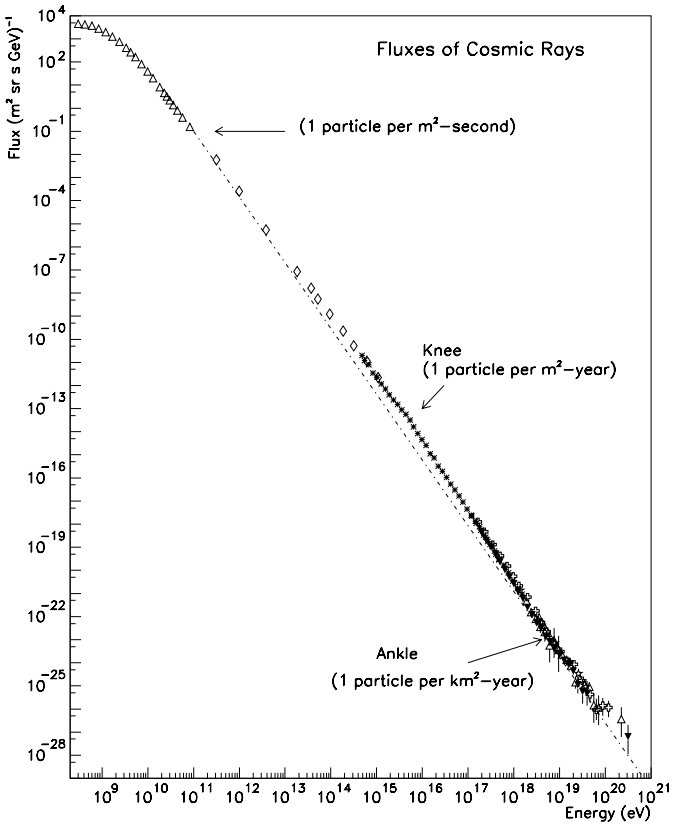


FIGURE 1.88 – *Flux de rayons cosmiques atteignant la terre. Source : [221].*

85. Au minimum du potentiel, $V(\phi_0) = -\frac{1}{8} m_H^2 v^2 \approx -10^8\ GeV^4$ pour $m_H = 125\ GeV$. Le signe négatif est à interpréter comme le fait que $-\frac{1}{2} m_H^2 v^2$ correspond à la différence d'énergie entre $V(0)$ et $V(\phi_0)$.

Le flux de particules d'ultra-hautes énergies étant faible, les observatoires nécessitent des surfaces de détecteur de taille considérable, par exemple de l'ordre de 3000 km^2 pour l'expérience Auger. Différents milieux peuvent être utilisés : détecteurs au sol, sous la mer, dans l'espace. Pour une expérience au sol, le principe consiste à détecter les particules secondaires de la gerbe par un ensemble de détecteurs, pour le développement latéral : des cuves utilisant le principe Cerenkov, pour le profil longitudinal : des téléscopes mesurant la lumière de fluorescence produite par interaction de la gerbe avec les atomes d'azote de l'atmosphère.

Pour une expérience sous la mer comme Antarès, le principe est d'utiliser un réseau de détecteurs Cerenkov orientés vers le côté opposé de la terre, pour détecter les rayons cosmiques se transformant en muons par interaction avec la terre et en utilisant le blindage naturel qu'il constitue par rapport au bruit de fond. Le détecteur est placé à grande profondeur sous la mer afin d'atténuer le flux de particules descendantes. Une variante est l'utilisation de la glace, comme l'expérience Amanda et son successeur Icecube.

Pour une expérience dans l'espace, le détecteur sur satellite détecte directement les rayons cosmiques sans gerbe atmosphérique. Une variante est lorsque le détecteur est orienté vers la terre, comme c'est le cas pour l'expérience JEM-EUSO (Japanese Experiment Module au Extreme Universe Space Observatory), située sur la station spatiale internationale, afin d'analyser un volume très important du développement de la gerbe dans l'atmosphère terrestre. Ceci permet de couvrir une région de l'ordre de 100 fois plus élevée que l'expérience Auger bien que la période temporelle de prise de données soit réduite à sa fraction de conditions de nuit noire (20 à 30 % du temps), afin de pouvoir observer le rayonnement de fluorescence. Des améliorations prévues à cette prise de données consistent à modifier l'observation préalablement transversale (axe du télescope pointant vers le sol) en des conditions avec un léger angle supplémentaire de l'ordre de la dizaine de degrés pour couvrir une zone plus grande, malgré un légère diminution de la résolution.

1.13.5.5 Gravité

Le Modèle Standard n'inclut pas la gravité. Dans le cadre expérimental de la physique des particules sur accélérateurs, la gravité est une force négligeable, dont une analyse dimensionnelle indique un facteur de réduction à une énergie donnée par E/M_{Planck}. Le problème de naturalité peut être résolu par une coupure de l'ordre du TeV pour laquelle la gravitation ne serait plus négligeable. Un cadre à ce scénario est l'ensemble des modèles avec dimensions supplémentaires.

Des violations éventuelles à la symétrie de Lorentz de la relativité, c'est-à-dire à l'invariance des lois de la physique par rapport aux rotations et poussées, peut être recherchée par les possibles différences de couplages de gravité pour la matière et l'antimatière.

1.13.6 Le boson de Higgs dans les théories au-delà du Modèle Standard

Dans le secteur du Higgs, une extension minimale au Higgs standard est le modèle générique à deux doublets d'isospin pour les champs de Higgs ($2HDM$ pour Two Higgs Doublet Model) :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \qquad \Phi_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix} \tag{1.86}$$

permettant d'une part de donner des masses aux fermions de type Up et $Down$, d'autre part d'annuler des anomalies introduites par le partenaire supersymétrique du champ de Higgs. Les bosons de Higgs physiques pairs en CP sont obtenus par rotation avec l'angle de mélange α :

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix} \tag{1.87}$$

Différents modèles $2HDM$ [222] existent (Tab. 1.14). Pour le type I, un doublet se couple aux bosons vecteurs, un autre aux fermions. Pour le type II, un doublet de Higgs se couple aux quarks hauts, un autre aux quarks bas et aux leptons. Les types III et IV diffèrent par des paramètres spécifiques aux leptons. Pour le Type III, les bosons de Higgs ont les mêmes couplages aux quarks que le type I et les mêmes couplages aux leptons que le type II. Le modèle IV est un modèle inversé du III : les bosons de Higgs ont les mêmes couplages aux quarks que le type II et les mêmes couplages aux leptons que le type I.

Φ	Coupling	Type I	Type II	Type III	Type IV
h	g_{hVV}	$\sin(\beta-\alpha)$	$\sin(\beta-\alpha)$	$\sin(\beta-\alpha)$	$\sin(\beta-\alpha)$
	g_{hUU}	$\cos\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$
	g_{hDD}	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$
	g_{hll}	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$
H^0	g_{H^0VV}	$\cos(\beta-\alpha)$	$\cos(\beta-\alpha)$	$\cos(\beta-\alpha)$	$\cos(\beta-\alpha)$
	g_{H^0UU}	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$
	g_{H^0DD}	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$
	g_{H^0ll}	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$
A	g_{AVV}	0	0	0	0
	g_{AUU}	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$\cot\beta$	$\cot\beta$
	g_{ADD}	$-\cot\beta$	$\tan\beta$	$-\cot\beta$	$\tan\beta$
	g_{All}	$-\cot\beta$	$\tan\beta$	$\tan\beta$	$-\cot\beta$

Tableau 1.14 – *Couplages des bosons de Higgs aux particules : leptons l, quarks de type Up (u, c, t) et Down (d, s, b), bosons de jauge (V) pour différents modèles à deux doublets de Higgs ($2HDM$). Le modèle $MSSM$ correspond au type II. Le paramètre α est l'angle de mélange entre les Higgs neutres pairs en CP. Source : [223].*

Ainsi, l'observation d'une résonance ϕ dans le canal ϕVV favorise l'hypothèse d'un état pair en CP puisque le couplage ϕVV par un état scalaire ϕ impair en CP ne peut exister qu'à l'état de correction à l'ordre des boucles.

La supersymétrie nécessite de pouvoir donner des masses pour les fermions du secteur up et down, ce qui nécessite le type II dont un exemple est le modèle minimal supersymétrique $MSSM$ (Minimal Supersymmetric Standard Model). Avant brisure spontanée de symétrie, il y a 3 champs de jauge sans masse $W^{\mu}_{1,2,3}$ de $SU(2)_L$, avec deux degrés de liberté chacun, un champ sans masse B^{μ} de $U(1)_Y$, et 8 champs candidats scalaires formant deux doublets d'isospin de champs complexes soit 8 degrés de liberté. Après brisure spontanée de symétrie, il doit rester trois bosons massifs : W^+, W^-, Z, avec 3 degrés de liberté chacun, un photon A avec 2 degrés de liberté et, par conservation du nombre de libertés, 5 champs de Higgs physiques : 2 neutres pairs en CP : h et H, un impair en CP : A, et deux chargés $H^{\pm}$. A l'ordre de l'arbre, le secteur de Higgs est décrit par deux paramètres, choisis conventionnellement comme le rapport $\tan\beta = v_2/v_1$ des valeurs attendues dans le vide des champs de Higgs, ainsi que la masse du boson de Higgs neutre impair en CP, m_A pour la recherche de Higgs neutre, ou la masse du Higgs chargé pour la recherche de Higgs chargé.

Ainsi, les couplages du Higgs dans le secteur $MSSM$ sont augmentés pour les leptons τ et les quarks b, ce qui motive de tels canaux pour la recherche.

Certaines extensions du Modèle Standard ont été proposées pour lesquelles les couplages du Higgs diffèrent de ceux du Modèle Standard. Pour le $MSSM$, cas particulier du modèle $2HDM$ déjà évoqué, en plus des paramètres de description à l'ordre de l'arbre que constituent m_A et $\tan\beta$, d'autres paramètres entrent en jeu au niveau de corrections radiatives : m_{SUSY}, M_2, $m_{\tilde{g}}$, μ, A :

— m_{SUSY} est la paramètre de masse de la brisure douce de supersymétrie et représente une masse pour les fermions scalaires (sfermions) à l'échelle électrofaible ;
— M_2 est la masse des gauginos à l'échelle électrofaible ;
— $m_{\tilde{g}}$ est la masse du gluino ;
— μ est le paramètre de masse du Higgs ;
— $A = A_t = A_b$ est le couplage trilinéaire Higgs-squark à l'échelle électrofaible.

En outre, pour les scénarios avec violation de CP, les phases complexes de A et $m_{\tilde{g}}$: $\arg(A)$ et $\arg m_{\tilde{g}}$ sont ajoutées. En plus de ces paramètres, la masse du quark top, à travers les corrections radiatives, a un impact important sur les prédictions. Les paramètres de mélange du stop et du sbottom sont définis respectivement par : $X_t = A - \mu\cot\beta$ et $X_b = A - \mu\tan\beta$.

A l'ordre fondamental de l'arbre, sous l'hypothèse de conservation de CP dans le secteur MSSM du Higgs, la hiérarchie en masse s'écrit $m_h < (m_Z, m_A) < m^0_H$ et $m_W < m_{H^{\pm}}$. Les corrections radiatives, provenant principalement de l'annulation entre boucles de top et stop, peuvent changer ce classement de manière importante, affectant en outre les rapports d'embranchement.

Suivant l'hypothèse du spectre en masse des particules Higgs du $MSSM$ par rapport à celles du Modèle Standard, différents régimes peuvent être considérés, occupant des régions différentes [224] [86] dans l'espace des phases en $(m_A; \tan\beta)$, aboutissant à des conséquences phénoménologiques. D'après les résultats en termes de limite de $LEP2$ pour le $MSSM$, la région non exclue correspond au régime de découplage. Dans ce régime tous les bosons de Higgs, sauf le plus léger (h^0 dans le $MSSM$), sont plus lourds que le boson Z de façon significative, ce qui correspond à $\cos(\beta-\alpha) \to 0$ et $\sin(\beta-\alpha) \to 1$. Pour le cas le plus général de modèle $2HDM$ avec conservation de CP, dans la limite de découplage, les couplages relatifs par rapport au Modèle Standard évoluent comme :

— $\frac{\cos\alpha}{\sin\beta} = \sin(\beta-\alpha) + \cot\beta\cos(\beta-\alpha) \to 1$
c'est-à-dire un couplage hUU du $MSSM$ similaire à celui du Modèle Standard ;
— $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \cos(\beta-\alpha) - \cot\beta\sin(\beta-\alpha) \to -(\tan\beta)^{-1}$
c'est-à-dire un couplage HUU du $MSSM$ supprimé pour les grandes valeurs de $\tan\beta$, ce que $LEP2$ favorise ;

— $-\frac{\sin\alpha}{\cos\beta} = \sin(\beta-\alpha) - \tan\beta\cos(\beta-\alpha) \to 1$
c'est-à-dire un couplage hDD du $MSSM$ similaire à celui du Modèle Standard ;
— $\frac{\cos\alpha}{\cos\beta} = \cos(\beta-\alpha) + \tan\beta\sin(\beta-\alpha) \to \tan\beta$
c'est-à-dire un couplage HDD du $MSSM$ augmenté pour les grandes valeurs de $\tan\beta$, ce que $LEP2$ favorise ;

— $\sin(\beta-\alpha) \to 1$
c'est-à-dire un couplage hVV similaire à celui du Modèle Standard.
— $\cos(\beta-\alpha) \to 0$
c'est-à-dire un couplage HVV supprimé.

Compte tenu des résultats précédents et du couplage nul AVV, dans le cas du régime de découplage favorisé par les résultats de LEP2, avec des grandes valeurs de $\tan\beta$, pour les Higgs neutres différents de h^0, les couplages à des quarks Up (respectivement à des quarks $Down$) sont supprimés (respectivement augmentés), tandis que ceux avec les bosons vectoriels sont supprimés pour H et h. Ainsi, les désintégrations en paires de b, τ, μ sont augmentées, la contribution de quark b est dominante dans la boucle virtuelle de production $gg \to H$, le couplage bbH devient dominant, En outre, les processus VBF, WH, ZH, ttH sont supprimés. Ainsi, les bosons de Higgs neutres sont produit principalement par deux processus au LHC : la production en association avec un quark b et par la fusion de gluons. Les bosons de Higgs chargés sont produits, pour les Higgs lourds ($m_{H^\pm} > m_t$) : principalement par le processus direct $gb \to tH^\pm$, pour les Higgs de l'ordre de ($m_{H^\pm} \approx m_t$) : par fusion de gluons et par désintégration de quark top : $t \to bH^\pm$, pour les Higgs légers ($m_{H^\pm} < m_t$) : par cette même désintégration de quark top.

86. Voir page 65 de [224].

La figure 1.89 présente les rapports d'embranchement du Higgs pour le modèle $MSSM$.

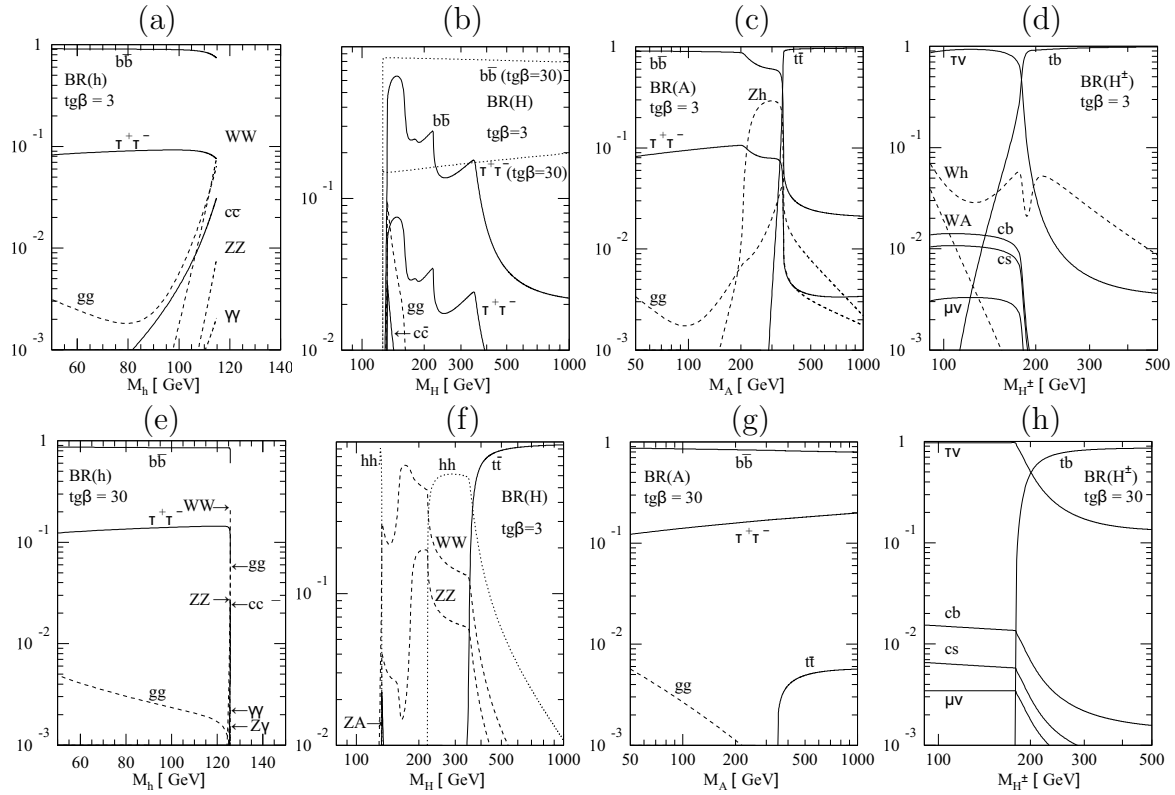


FIGURE 1.89 – *Rapports d'embranchements du Higgs dans le scénario MSSM pour des faibles (a, b, c, d) et grandes (e, f, g, h) valeurs de* $\tan\beta$. *Source : [225].*

Pour les bosons de Higgs neutres, en excluant les canaux avec quark dans l'état final caractérisés par un bruit de fond trop important, les canaux considérés sont $h/H/A \to \tau\tau$ et $h/H/A \to \mu\mu$, le deuxième canal étant caractérisé par un taux de branchement moindre lié au rapport de masse $\left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^2$ mais une signature plus propre et une reconstruction complète de la masse du Higgs. Pour les Higgs chargés lourds ($m_{H^\pm} \geq m_t$), la désintégration dominante est $H^\pm \to tb$ et, pour les grandes valeurs de $\tan\beta$, $H^\pm \to \tau\nu$. Pour les Higgs chargés légers ($m_{H^\pm} < m_t$), la désintégration dominante est $H^\pm \to \tau\nu$ pour $\tan\beta > 3$. A faible $\tan\beta < 1$, le canal $H^\pm \to cs$ est important avec un rapport d'embranchement de l'ordre de 40 %.

Le paramètre de masse μ pour les Higgs supersymétriques (Higgsinos) apparaît dans le potentiel supersymétrique (superpotentiel) comme un terme de la forme $\mu H_u H_d$. Un problème de naturalité apparaît, dit problème μ dans ce contexte, puisque le terme μ, de l'ordre de l'échelle électrofaible, est par définition bien plus faible que l'échelle naturelle de coupure de la théorie, par exemple l'échelle de Grande Unification. Une extension au $MSSM$ est le $NMSSM$ qui remplace la paramètre μ arbitraire par la valeur attendue dans le vide d'un champ scalaire supplémentaire, ce qui supprime l'échelle explicite dans le lagrangien. Le $NMSSM$ inclut en outre deux doublets de champs scalaires complexes :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \qquad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix} \qquad (\phi_9 + i\phi_{10}) \tag{1.88}$$

Avant brisure spontanée de symétrie, il y a 3 champs de jauge $W^{\mu}_{1,2,3}$ de $SU(2)_L$ sans masse, avec deux degrés de liberté chacun, un champ de $U(1)_Y$ sans masse : B^{μ}, et 10 champs candidats scalaires, soit 10 degrés de liberté. Après brisure spontanée de symétrie, il doit rester trois bosons massifs : W^+, W^-, Z, avec 3 degrés de liberté chacun, un photon A avec 2 degrés de liberté et, par conservation du nombre de liberté, 7 champs de Higgs physiques : 3 neutres pairs en CP : H_1, H_2, H_3, deux neutres impairs en CP : A_1, A_2, deux chargés $H^{\pm}$. Dans le cas d'une recherche du Higgs dans la désintégration $H \to aa \to \gamma\gamma + \gamma\gamma$, la faible masse des Higgs neutres impairs en CP leur procure une grande poussée, collimatant les photons de la désintégration. Malgré la granularité importante d'un détecteur classique en physique des particules, elle reste typiquement insuffisante (Fig. 1.90) pour séparer les deux photons de chaque boson de Higgs a dans des clusters distincts, ce qui reconstruit un tel signal comme une désintégration effective $H \to \gamma\gamma$, augmentant artificiellement ce canal.

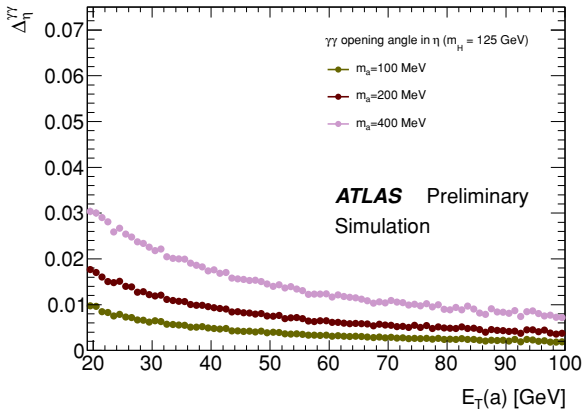


FIGURE 1.90 – *Ecart angulaire $\Delta\eta$ au niveau générateur entre les photons issus de la désintégration d'une particule scalaire a du $NMSSM$, pour différentes hypothèses de masse. La granularité du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est, en unités de cellules du second compartiment de ce sous-détecteur (d'extension $\Delta\eta = 0,025$), de 3×5, 3×7, 5×5, respectivement pour les photons non convertis et convertis de la région tonneau et les photons de la région bouchon. Source : [226].*

Parmi les différents modèles au-delà du Modèle Standard, le modèle de quatrième génération (appelé $SM4$) a un processus ggH augmenté (Fig. 1.91) par l'existence d'une boucle de fermions supplémentaires.

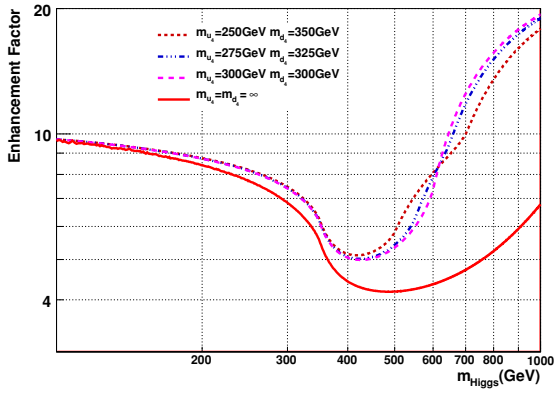


FIGURE 1.91 – *Facteur d'augmentation de la section efficace ggH par rapport au Modèle Standard, pour le modèle avec 4 générations de fermions ($SM4$), pour un choix de quarks de la quatrième génération d'environ 300 GeV. Source : [227].*

La section efficace s'écrit alors :

$$(\sigma \times BR)_{SM4} = \left\{ \sigma_{SM}^{ggH} \times \frac{\sigma_{SM4}}{\sigma_{SM}} + \sigma_{SM}^{VBF} + \sigma_{SM}^{VH} + \sigma_{SM}^{ttH} \right\} \times BR(H \to \gamma\gamma)_{SM} \times \left(\frac{BR_{SM4}}{BR_{SM}} \right)$$

Le Higgs dans un tel scénario est exclu [228, 229] dans une grand domaine en masse par les résultats expérimentaux.

Dans le scénario fermiophobique (Fig 1.92a, b), tous les couplages du Higgs aux fermions sont supprimés, que ce soit pour la désintégration, en particulier les désintégrations $H \to b\bar{b}$ et $H \to \tau^+\tau^-$ sont absentes, ou pour la production, en particulier la production de Higgs par fusion de gluon et $t\bar{t}$ est absente.

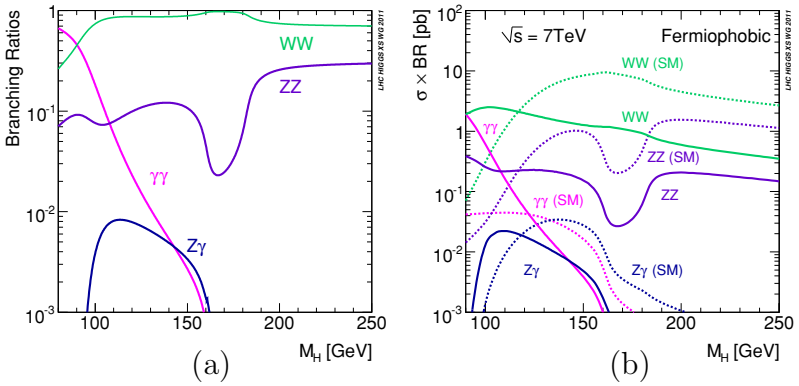


FIGURE 1.92 – *(a) Rapports d'embranchement du Higgs en une sélection de canaux et (b) produit de ces rapports par la section efficace de production, pour le Modèle fermiophobique. Source : [230].*

La conséquence de l'absence dans ce cas particulier de l'interférence négative entre boucles de W et de fermions est que le rapport d'embranchement du canal $H \to \gamma\gamma$ est fortement augmenté dans une certaine région. De plus, les rapports d'embranchement de $H \to WW$ et $H \to ZZ$ sont augmentés par compensation de la suppression de $H \to bb$. La prise en compte des deux effets inverses (fusion de gluon absente mais augmentation de la désintégration du Higgs en paire de photons) aboutit à une augmentation du produit section efficace de production par le rapport d'embranchement en paires de photons pour $m_H < 125\ GeV$, par rapport à son analogue du Modèle Standard. Un tel scénario est défavorisé [229, 231] par les résultats expérimentaux.

Des Higgs doublement chargés $H^{\pm\pm}$ sont prédits par quelques modèles de nouvelle physique : modèle symétrique gauche-droite, triplets de Higgs, modèle Little Higgs. La production dominante est $pp \to H^{++}H^{--}$.

1.13.7 Nouvelle physique

La nouvelle physique par rapport au Modèle Standard est une réalité, pour des raisons expérimentales : masses des neutrinos [87], matière noire, asymétrie matière/antimatière, et théoriques, notamment le puzzle de la saveur : interrogations quant à la raison de l'existence de 3 familles de fermions dans la Modèle Standard, avec de grandes différences de masse, avec des mélanges faibles entre quarks, notamment très réduits entre première et troisième génération, mais fortes entre neutrinos, et suppression des courants neutres changeant la saveur. Au niveau théorique, le lagrangien est développé en une série de produits d'opérateurs de dimension variable et renormalisé à une puissance de l'échelle Λ de validité du modèle, de sorte que chaque terme a une dimension 4 en énergie [88] :

$$L = L_{SM} + \sum_{p \geq 5} \frac{a_i}{\Lambda^{p-4}} O_i^{(p)} \tag{1.89}$$

Les différentes désintégrations de quark, contraintes par la conservation de la charge électrique, par exemple les transitions chargées $b \to c\bar{c}s$, $b \to c\bar{c}d$, $b \to c\bar{u}d$, $b \to c\bar{u}s$, $b \to u\bar{c}d$, $b \to u\bar{c}s$, $b \to u\bar{u}d$, $b \to u\bar{u}s$, les transitions neutres $b \to s\bar{s}s$, $b \to s\bar{s}d$, $b \to s\bar{d}d$, $b \to d\bar{d}d$, correspondant expérimentalement à des recherches de différents hadrons dans l'état final, sont mises à profit pour former les opérateurs de transition possible, dans le contexte d'une théorie effective où une réaction complexe est développée en un produit d'opérateurs (OPE) [232, 233] pondérés par des coefficients, dits de Wilson. L'expansion de quark lourd, par exemple $Br(B \to X) = Br(b \to q) + O\left(\frac{1}{m_b^2}\right)$, permet de faire le lien entre le quark et le hadron associé.

87. L'oscillation de neutrinos implique la violation du nombre leptonique.

88. Le lagrangien, correspondant par abus de langage à la densité de lagrangien, est homogène à une énergie à la puissance quatre, puisque l'élément différentiel d'espace d^3x est homogène à une énergie à la puissance -3 et que l'intégrale du 'lagrangien' (densité de Lagrangien) est une énergie.

Les processus rares du Modèle Standard sont un cadre privilégié pour rechercher la nouvelle physique, puisque la déviation possible du taux d'événements est relativement large par rapport aux processus où la nouvelle physique serait une correction mineure au Modèle Standard. Des exemples sont les transitions faisant intervenir des éléments de matrice CKM réduits, dites supprimées de Cabibbo, notamment processus sans charm à partir de quarks b, faisant interagir des familles distantes, donc de couplage réduit, les processus avec courants neutres changeant la saveur ($FCNC$ pour Flavor-Changing Neutral Currents), supprimés pour le Modèle Standard, les processus avec des boucles, où les déviations issues de nouvelles particules peuvent être significatives, désintégrations supprimées d'hélicité, due à une masse faible d'un lepton de l'état final. Des exemples, sans être exhaustif, de canaux à explorer, sont les processus $B \to K^{(*)}\mu^+\mu^-$, $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$, $B^- \to \tau\bar{\nu}_\tau$, $b \to s\gamma$, $B_s \to \mu\mu$, etc. Les résultats [234, 235] de $B_s \to \mu\mu$ ne présentent pas de déviation par rapport au Modèle Standard. Puisque la violation du nombre leptonique est une réalité par l'oscillation de la saveur des neutrinos, la violation analogue dans le secteur des leptons chargés peut être cherchée, ce qui est le programme de l'expérience MEG, cherchant la désintégration $\mu \to e\gamma$.

La mesure précise des couplages du Modèle Standard peuvent permettent de révéler de la nouvelle physique, par exemple par la recherche de couplages interdits, comme entre un boson Z et un photon, ou entre trois bosons Z, ou par la déviation à des couplages autorisés.

Dans le secteur électrofaible, des paramètres sont introduits pour quantifier la nouvelle physique : les paramètres S, T, U [236], nuls pour le Modèle Standard. La nouvelle physique contribuant aux courants neutres est paramétrisée par S, celle contribuant aux courants chargés par $S + U$, et celle contribuant de manière différente entre les courants neutres et chargés par le paramètre T.

Les groupes pour définir la physique des particules pourraient être étendus, voir même introduire des dimensions supplémentaires. Une extension minimale du groupe du Modèle Standard est le groupe $SU(5)$, proposée par Georgi et Glashow, dont l'une des conséquence est la désintégration (avec une grand demi-vie) du proton, mais dont les limites expérimentales basses rejéteraient le modèle. L'extension suivante la plus simple est le groupe $SO(10)$. L'apparente contradiction entre l'existence expérimentale de couplages numériquement distincts et une possible unification en un seul groupe est à interpréter en le fait que la physique telle qu'observée à nos échelles est brisée à une échelle plus grande que celle explorée actuellement.

La contrebalance parfaite entre la charge du proton et de l'électron pour assurer la neutralité de l'atome peut suggérer un lien entre quarks et leptons, par exemple par l'hypothétique existence de particules échangeant des informations entre quarks et leptons : les leptoquarks.

1.14 Conclusion

Le Modèle Standard de la physique des particules est un succès incontestable d'une théorie globale de la physique des particules. De nombreuses prédictions se sont avérées exactes au niveau expérimental. Pourtant, des défauts demeurent, laissant à penser qu'il s'agit d'une théorie effective valide à basse énergie, d'une théorie plus générale. Pour affiner les connaissances dans cette thématique, il convient de réaliser des mesures aux frontières d'énergie inexplorées, ce qui nécessite un accélérateur de haute énergie, pouvant couvrir un large spectre d'énergie, et d'augmenter la précision sur les mesures des observables, ce qui nécessite des détecteurs et techniques de reconstruction.

Bibliographie

[1] S. Weinberg, *Gravitation and cosmology*, John Wiley & Sons, 1972.

[2] S. Weinberg, *priv. comm, 26/09/2008.*

[3] J. J. Thomson, *Cathode rays*, Phil. Mag. **44**, 293–316 (1897).

[4] S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson, *Note on the nature of cosmic ray particles*, Phys. Rev. **51**, 884–886 (1937).

[5] M. L. Perl et al., *Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489–1492 (1975).

[6] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse and A. D. McGuire, *Detection of the free neutrino : A Confirmation*, Science **124**, 103–104 (1956).

[7] F. Reines and C. L. Cowan, *The neutrino*, Nature **178**, 446–449 (1956).

[8] G. Danby et al., *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **9**, 36–44 (1962).

[9] K. Kodama et al. (DONUT Collaboration), *Observation of tau neutrino interactions*, Phys. Lett. **B504**, 218–224 (2001), arXiv:0012035 [hep-ex], FERMILAB-PUB-00-335-E.

[10] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562–1567 (1998), arXiv :9807003 [hep-ex], BU-98-17, ICRR-REPORT-422-98-18, UCI-98-8, KEK-PREPRINT-98-95, LSU-HEPA-5-98, UMD-98-003, SBHEP-98-5, TKU-PAP-98-06, TIT-HPE-98-09.

[11] M. Breidenbach et al., *Observed Behavior of Highly Inelastic electron-Proton Scattering*, Phys. Rev. Lett. **23**, 935–939 (1969).

[12] E. D. Bloom et al., *High-Energy Inelastic e p Scattering at 6-Degrees and 10- Degrees*, Phys. Rev. Lett. **23**, 930–934 (1969).

[13] G. D. Rochester and C. C. Butler, *Evidence for the existence of new unstable elementary particles*, Nature **160**, 855–857 (1947).

[14] J. J. Aubert et al. (E598 Collaboration), *Experimental Observation of a Heavy Particle J*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404–1406 (1974).

[15] J. E. Augustin et al. (SLAC-SP-017 Collaboration), *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406–1408 (1974).

[16] K. Niu, *Discovery of naked charm particles and lifetime differences among charm species using nuclear emulsion techniques innovated in Japan*, Proc. Japan Acad. **B84**, 1–16 (2008).

[17] S. W. Herb et al., *Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton - nucleus collisions*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252–255 (1977).

[18] F. Abe et al. (CDF Collaboration), *Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626–2631 (1995), arXiv :9503002 [hep-ex], FERMILAB-PUB-95-022-E, CDF-PUB-TOP-PUBLIC-3040, ANL-HEP-PR-95-44.

[19] S. Abachi et al. (D0 Collaboration), *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632–2637 (1995), arXiv:9503003 [hep-ex], FERMILAB-PUB-95-028-E.

[20] M. Banner et al. (UA2 Collaboration), *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN anti-p p collider*, Phys. Lett. **B122**, 476–485 (1983).

[21] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at* $\sqrt{s} = 540\ GeV$, Phys. Lett. **B122**, 103–116 (1983).

[22] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around* 95 GeV/c^2 *at the CERN SPS collider*, Phys. Lett. **B126**, 398–410 (1983).

[23] P. Bagnaia et al. (UA2 Collaboration), *Evidence for* $Z^0 \to e^+e^-$ *at the CERN anti-p p collider*, Phys. Lett. **B129**, 130–140 (1983).

[24] A. H. Compton, *A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements*, Phys. Rev. **21**, 483–502 (1923).

[25] R. Brandelik et al. (TASSO Collaboration), *Evidence for Planar Events in* e^+e^- *Annihilation at High- Energies*, Phys. Lett. **B86**, 243 (1979).

[26] D. P. Barber et al., *Discovery of Three Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA Energies*, Phys. Rev. Lett. **43**, 830 (1979).

[27] C. Berger et al. (PLUTO Collaboration), *Evidence for Gluon Bremsstrahlung in* e^+e^- *Annihilations at High-Energies*, Phys. Lett. **B86**, 418 (1979).

[28] W. Bartel et al. (JADE Collaboration), *Observation of Planar Three Jet Events in* e^+e^- *Annihilation and Evidence for Gluon Bremsstrahlung*, Phys. Lett. **B91**, 142 (1980).

[29] J. Beringer et al. (Particle Data Group Collaboration), *Review of Particle Physics (RPP)*, Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012).

[30] *http ://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model.*

[31] W. Heisenberg, *On the structure of atomic nuclei*, Z. Phys. **77**, 1–11 (1932).

[32] E. Fermi and C.-N. Yang, *Are mesons elementary particles ?*, Phys. Rev. **76**, 1739–1743 (1949).

[33] S. Sakata, *On a Composite Model for the New Particles*, Prog. Theor. Phys. **16**, 686–688 (1956).

[34] N. Nishijima and T. Nakano, *Charge Independence for V-particles*, Prog. Theor. Phys. **10**, 581 (1955).

[35] M. Gell-Mann, *The Interpretation of the New Particles as Displaced Charged Multiplets*, Nuov. Cim. **4**, 848 (1956).

[36] E. Stueckelberg, *Interaction forces in electrodynamics and in the field theory of nuclear forces*, Helv. Phys. Acta **11**, 299–328 (1938).

[37] Y. Ne'eman and Y. Kirsh, *The particle hunters*, (1986).

[38] M. Gell-Mann, *The Eightfold Way : A Theory of strong interaction symmetry*, (1961), `CTSL-20, TID-12608`.

[39] *http ://en.wikipedia.org/wiki/Root_system.*

[40] S. Okubo, *Note on Unitary Symmetry in Strong Interaction. II Excited States of Baryons*, Prog. Theor. Phys. **28**, 24–32 (1962).

[41] B. Maglic, L. Alvarez, A. Rosenfeld and M. Stevenson, *Evidence for a T=0 three pion resonance*, Phys. Rev. Lett. **7**, 178–182 (1961).

[42] A. Pevsner, R. Kraemer, M. Nussbaum, C. Richardson, P. Schlein et al., *Evidence for a three pion resonance 550 MeV*, Phys. Rev. Lett. **7**, 421–423 (1961).

[43] L. Bertanza, V. Brisson, P. Connolly, E. Hart, I. Mittra et al., *Possible Resonances in the $\Xi\pi$ and $K\bar{K}$ Systems*, Phys. Rev. Lett. **9**, 180–183 (1962).

[44] V. Barnes, P. Connolly, D. Crennell, B. Culwick, W. Delaney et al., *Observation of a Hyperon with Strangeness -3*, Phys. Rev. Lett. **12**, 204–206 (1964).

[45] G. R. Kalbfleisch, L. W. Alvarez, A. Barbaro-Galtieri, O. I. Dahl, P. Eberhard et al., *Observation of a Nonstrange Meson of Mass 959 MeV*, Phys. Rev. Lett. **12**, 527–530 (1964).

[46] M. Gell-Mann, *Symmetries of baryons and mesons*, Phys. Rev. **125**, 1067–1084 (1962).

[47] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. **8**, 214–215 (1964).

[48] G. Zweig, *An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking*, CERN-TH-401.

[49] K. Nakamura and P. D. G. others, *Review of particle physics*, J. Phys. G **G37**, 075021 (2010), FERMILAB-PUB-10-665-PPD.

[50] L. Maiani, F. Piccinini, A. Polosa and V. Riquer, *Diquark-antidiquarks with hidden or open charm and the nature of X(3872)*, Phys. Rev. **D71**, 014028 (2005), arXiv :0412098 [hep-ph], ROMA1-1396-2004, FNT-T-2004-20, BA-TH-502-04, CERN-PH-TH-2004-239.

[51] S. Choi et al. (BELLE Collaboration), *Observation of a resonance-like structure in the $\pi^{\pm}\psi'$ mass distribution in exclusive $B \to K\pi^{\pm}\psi'$ decays*, Phys. Rev. Lett. **100**, 142001 (2008), arXiv:0708.1790 [hep-ex], BELLE-CONF-0773.

[52] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), *Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state*, Phys. Rev. Lett. **112**, 222002 (2014), arXiv :1404.1903 [hep-ex], LHCB-PAPER-2014-014, CERN-PH-EP-2014-061.

[53] T. Nakano et al. (LEPS Collaboration), *Evidence for a narrow S = +1 baryon resonance in photoproduction from the neutron*, Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003), arXiv:0301020 [hep-ex].

[54] O. W. Greenberg, *Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 598–602 (1964).

[55] V. Ezhela, S. Lugovsky and O. Zenin, *Hadronic part of the muon g-2 estimated on the $\sigma_{tot}(e^+e^- \to hadrons)$ evaluated data compilation*, (2003), arXiv:0312114 [hep-ph], IHEP-2003-35.

[56] D. Flamm and F. Schoberl, *Introduction to the quark model of elementary particles. Vol. 1. Quantum numbers, gauge theories and hadron spectroscopy*, (1982).

[57] L. Valentin, *Subatomic physics : nuclei and particles. Vol. 1*, (1981).

[58] R. Dalitz, *Decay of tau mesons of known charge*, Phys. Rev. **94**, 1046–1051 (1954).

[59] R. Landua, *New results in spectroscopy*, pages 3–13 (1996).

[60] E. Noether, *Invariant Variation Problems*, Gott. Nachr. **1918**, 235–257 (1918), arXiv:0503066 [physics].

[61] T. Young, *A course of lectures on natural philosophy and the mechanical arts, Volume 1*, (1807).

[62] L. V. de Broglie, *Recherches sur la théorie des quanta*, Annals Phys. **2**, 22–128 (1925).

[63] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22**, 579–588 (1961).

[64] J. C. Maxwell, *A dynamical theory of the electromagnetic field*, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. **155**, 459–512 (1865).

[65] P. A. M. Dirac, *Quantum theory of emission and absorption of radiation*, Proc. Roy. Soc. Lond. **A114**, 243 (1927).

[66] P. Jordan and E. P. Wigner, *About the Pauli exclusion principle*, Zeit. Phys. **47**, 631–651 (1928).

[67] W. Heisenberg and W. Pauli, *On quantum field theory. (in german)*, Z. Phys. **56**, 1–61 (1929).

[68] S. Tomonaga, *On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields*, Prog. Theor. Phys. **1**, 27–42 (1946).

[69] J. S. Schwinger, *On Quantum electrodynamics and the magnetic moment of the electron*, Phys. Rev. **73**, 416–417 (1948).

[70] R. P. Feynman, *The theory of positrons*, Phys. Rev. **76**, 749–759 (1949).

[71] E. Fermi, *Trends to a Theory of beta Radiation. (In Italian)*, Nuovo Cim. **11**, 1–19 (1934).

[72] E. Fermi, *An attempt of a theory of beta radiation. 1*, Z. Phys. **88**, 161–177 (1934).

[73] R. P. Feynman and M. Gell-Mann, *Theory of the Fermi interaction*, Phys. Rev. **109**, 193–198 (1958).

[74] A. Salam and J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Lett. **13**, 168–171 (1964).

[75] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264–1266 (1967).

[76] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, Originally printed in Svartholm : Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden, Stockholm 1968, 367-377.

[77] G. 't Hooft and M. J. G. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, Nucl. Phys. **B44**, 189–213 (1972).

[78] D. J. Gross and F. Wilczek, *Asymptotically Free Gauge Theories. 1*, Phys. Rev. **D8**, 3633–3652 (1973).

[79] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet behaviour of non-abelian gauge theories*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343–1346 (1973).

[80] H. D. Politzer, *Reliable perturbative results for strong interactions*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346–1349 (1973).

[81] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, *Advantages of the Color Octet Gluon Picture*, Phys. Lett. **B47**, 365–368 (1973).

[82] D. J. Gross and F. Wilczek, *Asymptotically free gauge theories. 2*, Phys. Rev. **D9**, 980–993 (1974).

[83] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12**, 132–133 (1964).

[84] P. W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of the gauge bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508–509 (1964).

[85] P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons*, Phys. Rev. **145**, 1156–1163 (1966).

[86] F. Englert and R. Brout, *Broken symmetry and the mass of the gauge vector mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 321–322 (1964).

[87] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, *Global conservation laws and massless particles*, Phys. Rev. Lett. **13**, 585–587 (1964).

[88] F. J. Hasert et al. (Gargamelle Neutrino Collaboration), *Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment*, Phys. Lett. **B46**, 138–140 (1973).

[89] H. Weyl, *A new extension of relativity theory. (In german)*, Annalen Phys. **59**, 101–133 (1919).

[90] C.-N. Yang and R. L. Mills, *Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance*, Phys. Rev. **96**, 191–195 (1954).

[91] *Communiqué de presse sur le prix Nobel de physique de 1999*, (1999).

[92] T. D. Lee and C.-N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev. **104**, 254–258 (1956).

[93] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Phys. Rev. **105**, 1413–1414 (1957).

[94] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10**, 531–533 (1963).

[95] S. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. **D2**, 1285–1292 (1970).

[96] J. Christenson, J. Cronin, V. Fitch and R. Turlay, *Evidence for the 2 π decay of the $k(2)0$ meson*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138–140 (1964).

[97] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49**, 652–657 (1973).

[98] Y. Nambu, *Quasi-particles and gauge invariance in the theory of superconductivity*, Phys. Rev. **117**, 648–663 (1960).

[99] J. Bardeen, L. Cooper and J. Schrieffer, *Theory of superconductivity*, Phys. Rev. **108**, 1175–1204 (1957).

[100] J. Goldstone, *Field Theories with Superconductor Solutions*, Nuovo Cim. **19**, 154–164 (1961).

[101] J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, *Broken Symmetries*, Phys. Rev. **127**, 965–970 (1962).

[102] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model*, Phys. Rept. **457**, 1–216 (2008), arXiv:0503172 [hep-ph], LPT-ORSAY-05-17.

[103] R. G. Newton, *Optical Theorem and Beyond*, Am. J. Phys. **44**, 639–642 (1976).

[104] B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker, *Weak Interactions at Very High-Energies : The Role of the Higgs Boson Mass*, Phys. Rev. **D16**, 1519 (1977).

[105] C. F. Kolda and H. Murayama, *The Higgs mass and new physics scales in the minimal standard model*, JHEP **0007**, 035 (2000), arXiv:0003170 [hep-ph], LBNL-45295, UCB-PTH-00-09, LBL-45295.

[106] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 1–29 (2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-218.

[107] CMS Collaboration, *Observation of a new boson with a mass near 125 GeV*, (2012), CMS-PAS-HIG-12-020.

[108] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 30–61 (2012), arXiv:1207.7235 [hep-ex], CMS-HIG-12-028, CERN-PH-EP-2012-220.

[109] G. Degrassi, S. Di Vita, J. Elias-Miro, J. R. Espinosa, G. F. Giudice et al., *Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO*, JHEP **1208**, 098 (2012), arXiv:1205.6497 [hep-ph], CERN-PH-TH-2012-134, RM3-TH-12-9.

[110] J. D. Bjorken, *Weak-interaction theory and neutral current*, SLAC report **198**, 1 (1976).

[111] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Higgs boson production in bottom quark fusion at next-to-next-to leading order*, Phys. Rev. **D68**, 013001 (2003), arXiv:0304035 [hep-ph], BNL-HET-03-4, CERN-TH-2003-067.

[112] F. Maltoni, K. Paul, T. Stelzer and S. Willenbrock, *Associated production of Higgs and single top at hadron colliders*, Phys. Rev. **D64**, 094023 (2001), arXiv:0106293 [hep-ph].

[113] V. Barger, M. McCaskey and G. Shaughnessy, *Single top and Higgs associated production at the LHC*, Phys. Rev. **D81**, 034020 (2010), arXiv:0911.1556 [hep-ph], MAD-PH-09-1548, NUHEP-09-012, ANL-HEP-PR-09-106.

[114] M. Farina, C. Grojean, F. Maltoni, E. Salvioni and A. Thamm, *Lifting degeneracies in Higgs couplings using single top production in association with a Higgs boson*, JHEP **1305**, 022 (2013), arXiv:1211.3736 [hep-ph], CERN-PH-TH-2012-313, DFPD-2012-TH-20, CP3-12-47.

[115] S. Biswas, E. Gabrielli and B. Mele, *Single top and Higgs associated production as a probe of the Htt coupling sign at the LHC*, JHEP **1301**, 088 (2013), arXiv:1211.0499 [hep-ph].

[116] P. Agrawal, S. Mitra and A. Shivaji, *Effect of Anomalous Couplings on the Associated Production of a Single Top Quark and a Higgs Boson at the LHC*, JHEP **1312**, 077 (2013), arXiv:1211.4362 [hep-ph], LPT-ORSAY-12-112.

[117] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino and R. Tanaka (Eds.), *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables*, CERN-2011-002 (CERN, Geneva, 2011), arXiv:1101.0593 [hep-ph].

[118] B. Cox, F. Loebinger and A. Pilkington, *Detecting Higgs bosons in the $b\bar{b}$ decay channel using forward proton tagging at the LHC*, JHEP **0710**, 090 (2007), arXiv :0709.3035 [hep-ph], MAN-HEP-2007-15.

[119] D. R. Morrison, *Experimental review of strong interactions at high-energy*, (1973), CERN-D.PH.II-PHYS-73-46.

[120] E. W. N. Glover and J. J. van der Bij, *Higgs boson pair production via gluon fusion*, Nucl. Phys. **B309**, 282 (1988).

[121] T. Plehn, M. Spira and P. M. Zerwas, *Pair Production of Neutral Higgs Particles in Gluon–Gluon Collisions*, Nucl. Phys. **B479**, 46–64 (1996), arXiv:hep-ph/9603205.

[122] S. Dawson, S. Dittmaier and M. Spira, *Neutral Higgs-boson pair production at hadron colliders : QCD corrections*, Phys. Rev. **D58**, 115012 (1998), arXiv :hep-ph/9805244.

[123] T. Plehn and M. Rauch, *The quartic higgs coupling at hadron colliders*, Phys. Rev. **D72**, 053008 (2005), arXiv:hep-ph/0507321 [hep-ph], MPP-2005-80.

[124] L. Landau, *On the angular momentum of a two-photon system*, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **60**, 207–209 (1948).

[125] C.-N. Yang, *Selection Rules for the Dematerialization of a Particle Into Two Photons*, Phys. Rev. **77**, 242–245 (1950).

[126] J. R. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, *A Phenomenological Profile of the Higgs Boson*, Nucl. Phys. **B106**, 292 (1976), CERN-TH-2093.

[127] M. A. Shifman, A. Vainshtein, M. Voloshin and V. I. Zakharov, *Low-Energy Theorems for Higgs Boson Couplings to Photons*, Sov. J. Nucl. Phys. **30**, 711–716 (1979), ITEP-42-1979.

[128] M. Gavela, G. Girardi, C. Malleville and P. Sorba, *A non linear R(xi) gauge condition for the electroweak SU(2) x U(1) model*, Nucl. Phys. **B193**, 257 (1981), LAPP-TH-35.

[129] L. B. Okun, *Leptons and Quarks*, (1982).

[130] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63**, 189–285 (2009), arXiv:0901.0002 [hep-ph], IPPP-08-95, DCPT-08-190, CAVENDISH-HEP-08-16.

[131] ATLAS Collaboration, *Combined Standard Model Higgs boson searches with up to 2.3 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7\ TeV$ at the LHC*, (2011), ATLAS-CONF-2011-157, ATLAS-COM-CONF-2011-181.

[132] J. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, Phys. Rev. **179**, 1547–1553 (1969), SLAC-PUB-0510.

[133] L. N. Lipatov, *The parton model and perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **20**, 94–102 (1975).

[134] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, *Deep inelastic e p scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438–450 (1972).

[135] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).

[136] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics*, Sov. Phys. JETP **46**, 641–653 (1977).

[137] P. M. Nadolsky, H.-L. Lai, Q.-H. Cao, J. Huston, J. Pumplin et al., *Implications of CTEQ global analysis for collider observables*, Phys. Rev. **D78**, 013004 (2008), arXiv :0802.0007 [hep-ph], MSUHEP-080125, UCRHEP-T447.

[138] A. Martin, R. Roberts, W. Stirling and R. Thorne, *Physical gluons and high E(T) jets*, Phys. Lett. **B604**, 61–68 (2004), arXiv:0410230 [hep-ph], IPPP-04-64, DCPT-04-128, CAVENDISH-HEP-2004-27.

[139] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky et al., *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. **D82**, 074024 (2010), arXiv:1007.2241 [hep-ph], MSUHEP-100707, SMU-HEP-10-10.

[140] J. M. Campbell, J. Huston and W. Stirling, *Hard Interactions of Quarks and Gluons : A Primer for LHC Physics*, Rept. Prog. Phys. **70**, 89 (2007), arXiv:0611148 [hep-ph].

[141] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.7084 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-198.

[142] K. Riesselmann, *Weak neutral current*, Symmetry magazine, August 1st, 2009 (2009).

[143] P. Vilain et al. (CHARM-II Collaboration), *Precision measurement of electroweak parameters from the scattering of muon-neutrinos on electrons*, Phys. Lett. **B335**, 246–252 (1994), CERN-PPE-94-124.

[144] S. Schael et al. (ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group Collaboration), *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, Phys. Rept. **427**, 257–454 (2006), arXiv:0509008 [hep-ex], SLAC-R-774.

[145] G. Li (H1 Collaboration Collaboration), *Electroweak and QCD combined fit of HERA-II data*, pages 387–390 (2007).

[146] *H1prelim-10-042 ; http ://www-h1.desy.de/publications/H1preliminary.short_list.html.*

[147] M. Holder, J. Knobloch, J. May, H. Paar, P. Palazzi et al., *Study of Inclusive Neutral Current Interactions of Neutrinos and anti-neutrinos*, Phys. Lett. **B72**, 254 (1977), PRINT-77-0871 (CERN).

[148] C. Baltay, *Neutrino Interactions. 2. Neutral Current Interactions and Charm Production*, Conf. Proc. **C780823**, 882 (1978), PRINT-79-0171 (COLUMBIA).

[149] S. Schael and A. others, *Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP*, (2013), arXiv :1302.3415 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-022.

[150] *LEPWWG, 2005, http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/lepww/4f/Winter05/.*

[151] J. Mnich, *Experimental tests of the standard model in $e^+e^- \to f$ anti-f at the Z resonance*, Phys. Rept. **271**, 181–266 (1996).

[152] *LEP design report : Vol. 1. The LEP injector chain*, (1983), CERN-LEP-TH-83-29, CERN-PS-DL-83-31, CERN-SPS-83-26, LAL-RT-83-09.

[153] *LEP Design Report : Vol. 2. The LEP Main Ring*, (1984), CERN-LEP-84-01.

[154] *SLAC linear collider conceptual design report*, (1980), SLAC-R-0229, SLAC-R-229, SLAC-0229, SLAC-229.

[155] G. Alexander et al. (LEP Collaboration), *Electroweak parameters of the Z^0 resonance and the Standard Model : the LEP Collaborations*, Phys. Lett. **B276**, 247–253 (1992).

[156] B. Antunovic, *A first measurement of the charged current DIS cross sections with longitudinally polarised electrons in the H1 experiment at HERA*.

[157] L.-L. Chau and W.-Y. Keung, *Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **53**, 1802 (1984), BNL-34643.

[158] H. Burkhardt et al. (NA31 Collaboration), *First Evidence for Direct CP Violation*, Phys. Lett. **B206**, 169 (1988), CERN-EP-88-47.

[159] A. Alavi-Harati et al. (KTeV Collaboration), *Observation of direct CP violation in K(S,L) $\to \pi\pi$ decays*, Phys. Rev. Lett. **83**, 22–27 (1999), arXiv:9905060 [hep-ex], EFI-99-25, FERMILAB-PUB-99-150-E.

[160] V. Fanti et al. (NA48 Collaboration), *A New measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon*, Phys. Lett. **B465**, 335–348 (1999), arXiv:9909022 [hep-ex], CERN-EP-99-114.

[161] H. Albrecht et al. (ARGUS Collaboration), *Observation of B0 - anti-B0 Mixing*, Phys. Lett. **B192**, 245 (1987), DESY-87-029.

[162] I. I. Bigi and A. Sanda, *CP Violation in Heavy Flavor Decays : Predictions and Search Strategies*, Nucl. Phys. **B281**, 41 (1987), SLAC-PUB-3949.

[163] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Observation of direct CP violation in $B^0 \to K^+\pi^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **93**, 131801 (2004), arXiv:0407057 [hep-ex], SLAC-PUB-10582.

[164] K. Abe et al. (Belle Collaboration), *Observation of large CP violation and evidence for direct CP violation in $B^0 \to \pi^+\pi^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **93**, 021601 (2004), arXiv:0401029 [hep-ex], KEK-PREPRINT-2003-110, BELLE-PREPRINT-2004-1.

[165] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), *Evidence for CP violation in time-integrated $D0 \to h^-h^+$ decay rates*, Phys. Rev. Lett. **108**, 111602 (2012), arXiv:1112.0938 [hep-ex], LHCB-PAPER-2011-023, CERN-PH-EP-2011-208.

[166] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), *First observation of CP violation in the decays of B_s^0 mesons*, Phys. Rev. Lett. **110**, 221601 (2013), arXiv:1304.6173 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-068, LHCB-PAPER-2013-018.

[167] A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen, *Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete ?*, Phys. Rev. **47**, 777–780 (1935).

[168] C. Jarlskog, *Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Violation*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1039 (1985), USIP-85-14.

[169] A. Angelopoulos et al. (CPLEAR Collaboration), *First direct observation of time reversal noninvariance in the neutral kaon system*, Phys. Lett. **B444**, 43–51 (1998), CERN-EP-98-153.

[170] J. Lees et al. (BABAR Collaboration), *Observation of Time Reversal Violation in the B^0 Meson System*, Phys. Rev. Lett. **109**, 211801 (2012), arXiv:1207.5832 [hep-ex], BABAR-PUB-12-011, SLAC-PUB-15192.

[171] ATLAS Collaboration, *Measurement of inclusive jet and dijet cross sections in proton-proton collision data at 7 TeV centre-of-mass energy using the ATLAS detector*, (2011), ATLAS-CONF-2011-047, ATLAS-COM-CONF-2011-052.

[172] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC*, Phys. Rev. Lett. **105**, 252303 (2010), arXiv:1011.6182 [hep-ex], CERN-PH-EP-2010-062.

[173] S. Dimopoulos and D. W. Sutter, *The Supersymmetric flavor problem*, Nucl. Phys. **B452**, 496–512 (1995), arXiv:9504415 [hep-ph], SU-ITP-95-9, CERN-TH-95-101.

[174] H. E. Haber, *The Status of the minimal supersymmetric standard model and beyond*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **62**, 469–484 (1998), arXiv :9709450 [hep-ph], SCIPP-97-27.

[175] D. Kazakov, *Beyond the standard model : In search of supersymmetry*, pages 125–199 (2000), arXiv:0012288 [hep-ph].

[176] J. Rosiek, *Complete set of Feynman rules for the MSSM – erratum*, (1995), arXiv :hep-ph/9511250.

[177] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SUSY/.*

[178] *https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS.*

[179] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/EXOTICS/.*

[180] *https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsEXO.*

[181] J. Davis, Raymond, D. S. Harmer and K. C. Hoffman, *Search for neutrinos from the sun*, Phys. Rev. Lett. **20**, 1205–1209 (1968).

[182] Q. Ahmad et al. (SNO Collaboration), *Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by B-8 solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001), arXiv:0106015 [nucl-ex], UPR-0240E.

[183] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), *Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam*, Phys. Lett. **B691**, 138–145 (2010), arXiv:1006.1623 [hep-ex].

[184] T. Araki, S. Enomoto, K. Furuno, Y. Gando, K. Ichimura et al., *Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND*, Nature **436**, 499–503 (2005).

[185] E. Majorana, *Theory of the Symmetry of Electrons and Positrons*, Nuovo Cim. **14**, 171–184 (1937), RX-888.

[186] S. R. Elliott and P. Vogel, *Double beta decay*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **52**, 115–151 (2002), arXiv:0202264 [hep-ph], UW-CALT-2002.

[187] H. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, H. Harney and I. Krivosheina, *Evidence for neutrinoless double beta decay*, Mod. Phys. Lett. **A16**, 2409–2420 (2001), arXiv :0201231 [hep-ph].

[188] C. Baker, D. Doyle, P. Geltenbort, K. Green, M. van der Grinten et al., *An Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron*, Phys. Rev. Lett. **97**, 131801 (2006), arXiv:0602020 [hep-ex].

[189] H. Peiris et al. (WMAP Collaboration), *First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations : Implications for inflation*, Astrophys. J. Suppl. **148**, 213 (2003), arXiv:0302225 [astro-ph].

[190] A. D. Sakharov, *Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5**, 32–35 (1967).

[191] M. Fukugita and T. Yanagida, *Baryogenesis Without Grand Unification*, Phys. Lett. **B174**, 45 (1986), RIFP-641.

[192] F. Zwicky, *Spectral displacement of extra galactic nebulae*, Helv. Phys. Acta **6**, 110–127 (1933).

[193] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr., *Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions*, Astrophys. J. **159**, 379–403 (1970).

[194] D. Clowe, A. Gonzalez and M. Markevitch, *Weak lensing mass reconstruction of the interacting cluster 1E0657-558 : Direct evidence for the existence of dark matter*, Astrophys. J. **604**, 596–603 (2004), arXiv:0312273 [astro-ph].

[195] M. Markevitch, A. Gonzalez, D. Clowe, A. Vikhlinin, L. David et al., *Direct constraints on the dark matter self-interaction cross-section from the merging galaxy cluster 1E0657-56*, Astrophys. J. **606**, 819–824 (2004), arXiv:0309303 [astro-ph].

[196] M. Aguilar et al. (AMS Collaboration), *First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV*, Phys. Rev. Lett. **110**(14), 141102 (2013).

[197] A. Einstein, *The Foundation of the General Theory of Relativity*, Annalen Phys. **49**, 769–822 (1916).

[198] E. Hubble, *A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae*, Proc. Nat. Acad. Sci. **15**, 168–173 (1929).

[199] A. A. Penzias and R. W. Wilson, *A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s*, Astrophys. J. **142**, 419–421 (1965).

[200] *Particle Adventure, http ://www.particleadventure.org/history-universe.html.*

[201] R. G. Clowes, K. A. Harris, S. Raghunathan, L. E. Campusano, I. K. Soechting et al., *A structure in the early universe at z 1.3 that exceeds the homogeneity scale of the R-W concordance cosmology*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **429**, 2910–2916 (2013), arXiv:1211.6256 [astro-ph.CO].

[202] G. F. Smoot, C. Bennett, A. Kogut, E. Wright, J. Aymon et al., *Structure in the COBE differential microwave radiometer first year maps*, Astrophys. J. **396**, L1–L5 (1992), `PRINT-92-0148 (UC,BERKELEY)`.

[203] G. Hinshaw et al. (WMAP Collaboration), *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results*, Astrophys. J. Suppl. **180**, 225–245 (2009), arXiv:0803.0732 [astro-ph].

[204] P. Ade et al. (Planck Collaboration), *Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results*, (2013), arXiv:1303.5062 [astro-ph.CO].

[205] R. Hulse and J. Taylor, *Discovery of a pulsar in a binary system*, Astrophys.J. **195**, L51–L53 (1975).

[206] J. M. Weisberg and J. H. Taylor, *Relativistic binary pulsar B1913+16 : Thirty years of observations and analysis*, ASP Conf. Ser. **328**, 25 (2005), arXiv:0407149 [astro-ph].

[207] J. Kovac, E. Leitch, C. Pryke, J. Carlstrom, N. Halverson et al., *Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASI*, Nature **420**, 772–787 (2002), arXiv:0209478 [astro-ph].

[208] D. Hanson et al. (SPTpol Collaboration), *Detection of B-mode Polarization in the Cosmic Microwave Background with Data from the South Pole Telescope*, Phys. Rev. Lett. **111**, 141301 (2013), arXiv:1307.5830 [astro-ph.CO].

[209] P. Ade et al. (POLARBEAR Collaboration), *A Measurement of the Cosmic Microwave Background B-Mode Polarization Power Spectrum at Sub-Degree Scales with POLARBEAR*, (2014), arXiv:1403.2369 [astro-ph.CO].

[210] P. Ade et al. (BICEP2 Collaboration), *BICEP2 I : Detection Of B-mode Polarization at Degree Angular Scales*, (2014), arXiv:1403.3985 [astro-ph.CO].

[211] J. Abadie et al. (Virgo and LIGO Collaborations), *Sensitivity Achieved by the LIGO and Virgo Gravitational Wave Detectors during LIGO's Sixth and Virgo's Second and Third Science Runs*, (2012), arXiv:1203.2674 [gr-qc].

[212] E. Thrane and J. D. Romano, *Sensitivity curves for searches for gravitational-wave backgrounds*, (2013), arXiv:1310.5300 [astro-ph.IM].

[213] D. J. Eisenstein et al. (SDSS Collaboration), *Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies*, Astrophys.J. **633**, 560–574 (2005), arXiv:0501171 [astro-ph], FERMILAB-PUB-05-057-A-CD.

[214] S. Perlmutter et al. (Supernova Cosmology Project Collaboration), *Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae*, Astrophys. J. **517**, 565–586 (1999), arXiv:astro-ph/9812133 [astro-ph], LBNL-41801, LBL-41801.

[215] A. G. Riess et al. (Supernova Search Team Collaboration), *Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant*, Astron. J. **116**, 1009–1038 (1998), arXiv:astro-ph/9805201 [astro-ph].

[216] M. Kowalski et al. (Supernova Cosmology Project Collaboration), *Improved Cosmological Constraints from New, Old and Combined Supernova Datasets*, Astrophys. J. **686**, 749–778 (2008), arXiv:0804.4142 [astro-ph], FERMILAB-PUB-08-671-A.

[217] K. Greisen, *End to the cosmic ray spectrum ?*, Phys. Rev. Lett. **16**, 748–750 (1966).

[218] G. Zatsepin and V. Kuzmin, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*, JETP Lett. **4**, 78–80 (1966).

[219] R. Abbasi et al. (HiRes Collaboration), *First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression*, Phys. Rev. Lett. **100**, 101101 (2008), arXiv:0703099 [astro-ph], RU-PNA-002.

[220] J. Abraham et al. (Pierre Auger Collaboration), *Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above* $4 \times 10^{19} eV$, Phys. Rev. Lett. **101**, 061101 (2008), arXiv :0806.4302 [astro-ph], FERMILAB-PUB-08-314-A-CD-TD.

[221] S. P. Swordy, *The energy spectra and anisotropies of cosmic rays*, Space Sci. Rev. **99**, 85–94 (2001).

[222] N. Craig, J. A. Evans, R. Gray, C. Kilic, M. Park et al., *Multi-Lepton Signals of Multiple Higgs Bosons*, JHEP **1302**, 033 (2013), arXiv:1210.0559 [hep-ph], RU-NHETC-2012-20, UTTG-12-12, TCC-012-12.

[223] D. Curtin, R. Essig, S. Gori, P. Jaiswal, A. Katz et al., *Exotic Decays of the 125 GeV Higgs Boson*, (2013), arXiv:1312.4992 [hep-ph], YITP-13-47, PITT-PACC-1314.

[224] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model*, Phys. Rept. **459**, 1–241 (2008), arXiv:0503173 [hep-ph], LPT-ORSAY-05-18.

[225] M. Gomez-Bock, M. Mondragon, M. Muhlleitner, M. Spira and P. M. Zerwas, *Concepts of Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics*, (2007), arXiv :0712.2419 [hep-ph].

[226] ATLAS Collaboration, *Search for a Higgs boson decaying to four photons through light CP-odd scalar coupling using full luminosity of* 7 TeV *pp collision data taken with ATLAS detector at the LHC*, (2012), ATLAS-CONF-2012-079, ATLAS-COM-CONF-2012-100.

[227] N. B. Schmidt, S. A. Cetin, S. Istin and S. Sultansoy, *The Fourth Standard Model Family and the Competition in Standard Model Higgs Boson Search at Tevatron and LHC*, Eur. Phys. J. **C66**, 1238 (2010), arXiv:0908.2653 [hep-ph].

[228] ATLAS Collaboration, *Update of the Combination of Higgs Boson Searches in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*, (2011), ATLAS-CONF-2011-135, ATLAS-COM-CONF-2011-159.

[229] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *Searches for Higgs bosons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the context of four-generation and fermiophobic models*, Phys. Lett. **B725**, 36–59 (2013), arXiv:1302.1764 [hep-ex], CMS-HIG-12-013, CERN-PH-EP-2013-011.

[230] *https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/LHCPhysics/Fermiophobic*.

[231] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton decay channel with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72**, 2157 (2012), arXiv:1205.0701 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-105.

[232] K. G. Wilson, *Non lagrangian models of current algebra*, Phys. Rev. **179**, 1499–1512 (1969).

[233] K. Wilson and W. Zimmermann, *Operator product expansions and composite field operators in the general framework of quantum field theory*, Commun. Math. Phys. **24**, 87–106 (1972).

[234] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *Measurement of the B(s) to mu+ mu- branching fraction and search for B0 to mu+ mu- with the CMS Experiment*, Phys. Rev. Lett. **111**, 101804 (2013), arXiv:1307.5025 [hep-ex], CMS-BPH-13-004, CERN-PH-EP-2013-129.

[235] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), *Measurement of the $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$ branching fraction and search for $B^0 \to \mu^+\mu^-$ decays at the LHCb experiment*, Phys. Rev. Lett. **111**, 101805 (2013), arXiv:1307.5024 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-128, LHCB-PAPER-2013-046.

[236] M. E. Peskin and T. Takeuchi, *Estimation of oblique electroweak corrections*, Phys. Rev. **D46**, 381–409 (1992), SLAC-PUB-5618.

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur ATLAS

2.1 Le LHC

Afin de répondre aux enjeux scientifiques majeurs de la physique des particules par des mesures de précision des paramètres du Modèle Standard et la recherche de physique au-delà de ce modèle, mais aussi avec l'espoir d'applications à long terme, un accélérateur de hadrons quasi-circulaire d'environ 27 km de circonférence a été construit au CERN près de Genève : le LHC (Large Hadron Collider), remplaçant l'accélérateur électron-positron précédent : le LEP (Large Electron Positron collider), en utilisant le même tunnel à une centaine de mètres (-45 à -170 m sous la surface terrestre. Il permet d'explorer un domaine de physique plus vaste que ses prédécesseurs (LEP, Tevatron, etc.) car développé sur des bases technologiques, techniques, savoir-faire et connaissances préalables de la physique meilleures, puisque ultérieures. En particulier, l'énergie dans le centre de masse est plus élevée, l'accélérateur et les détecteurs sont plus performants. Le LHC accélère suivant son programme de fonctionnement des protons ou des ions lourds [1] (notamment ions Plomb $^{208}Pb^{82+}$), et les fait entrer en collision au niveau de quatre détecteurs : les expériences ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid), LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment), utilisant principalement des collisions de protons, et l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) utilisant principalement des collisions d'ions lourds.

ATLAS et CMS, détecteurs généralistes, ont notamment un programme dédié à la recherche de nouvelle physique comme le boson de Higgs et la supersymétrie. La redondance de deux détecteurs, utilisant des technologies différentes, permet de renforcer la robustesse des résultats découlant des analyses de physique. L'expérience LHCb explore le programme de physique du B, l'asymétrie matière-antimatière et la violation de CP. L'expérience ALICE se focalise plus principalement sur l'étude du plasma quark-gluon, tel qu'il a pu exister aux premiers instants de l'univers. Deux autres expériences sont situées sur l'accélérateur : LHCf (Large Hadron Collider forward) et TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement). La première, constituée de deux détecteurs

1. Un mode supplémentaire est la collision protons-ions, ce qui constitue une difficulté pour la synchronisation des faisceaux.

situés à environ 140 m de part et d'autre du point de collision d'ATLAS, a pour objectif de mesurer l'énergie et le taux de production par l'accélérateur de π^0 à l'avant, afin de comprendre l'origine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie par des contraintes sur les modélisations des développements de leurs gerbes dans l'atmosphère terrestre. La deuxième a pour objectif de mesurer les particules produites dans les régions très en avant, non accessibles aux autres expériences généralistes, afin notamment de mesurer la luminosité du LHC, en utilisant des détecteurs dédiés dits pots romains, placés à proximité de CMS.

Les particules atteignent leur énergie finale par l'utilisation séquentielle d'un ensemble d'accélérateurs (Fig. 2.1) soumis à un vide poussé (ultravide) afin de minimiser au maximum les collisions avec les molécules de gaz résiduel.

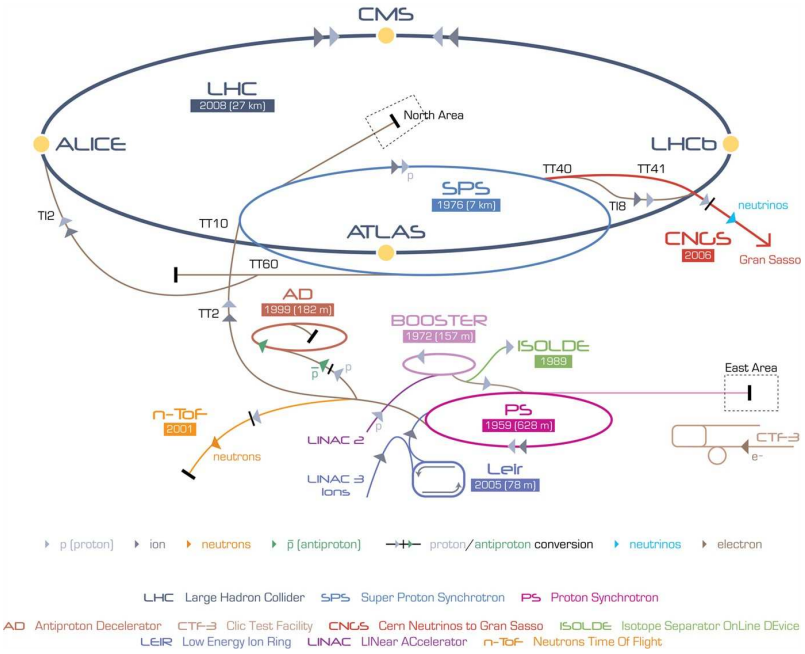


FIGURE 2.1 – *Synoptique du système d'accélérateurs du CERN, avec les quatres expériences du LHC : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE. Source : CDSweb Cern, référence CERN-DI-0812015.*

Les protons et ions lourds sont produits respectivement par l'ionisation des particules issues d'une bouteille d'hydrogène et d'un échantillon de matériau de haut nombre de masse (comme le Plomb) porté à haute température, puis accélérés respectivement par les linacs 2 et 3. Les protons sont accélérés par le PSB (Proton Synchrotron booster) jusqu'à une énergie de $1,4\ GeV$, puis transférés au PS (Proton Synchrotron), tandis que les ions lourds sont transférés au LEIR (Low Energy Ion Ring) pour former des paquets d'ions lourds. Le PS accélère les protons jusqu'à une énergie de 25 GeV, les ions lourds jusqu'à[2] $5,9\ GeV/u$. Les particules sont alors transférées au SPS (Super Proton

2. u est le symbole représentatif de nucléon.

Synchrotron). Il accélère les protons jusqu'à une énergie de 450 GeV et les ions lourds jusqu'à 177 GeV/u. Les particules sont alors injectées dans le LHC par les lignes d'injection (TI2 et TI8 pour Transfert Injection) et accélérées par des cavités radio-fréquence supraconductrices refroidies par de l'hélium liquide à $4,5\ K$, jusqu'à haute énergie [3] (Tab. 2.1). La courbure de la trajectoire pour maintenir les particules dans la forme quasi-circulaire de l'accélérateur nécessite une accélération centripète induisant un rayonnement synchrotron qui fait perdre de l'énergie aux particules, ce qui nécessite une accélération compensatoire pour les maintenir à l'énergie souhaitée.

D'autres accélérateurs et expériences existent : le AD (Antiproton Decelerator) pour stocker les antiprotons, ISOLDE (Isotope Separator On-Line DEvice) pour produire des isotopes radioactifs à des fins d'études de physique nucléaire, n-TOF (neutron Time Of Flight) pour mesurer le temps de vol de neutrons sur un large spectre en énergie, à des fins de détermination de sections efficaces liées à la physique nucléaire et à l'astrophysique, CNGS (Cern Neutrinos for Gran Sasso) pour rechercher les oscillations de neutrinos muoniques en neutrinos tau lors de leur parcours vers le laboratoire du Gran Sasso à une distance d'environ 730 km, avec les expériences Opera et Icarus. Le CLIC (Compact LInear Collider) situé à l'installation d'essai CTF-3 (Cern Test Facility 3) est un prototype d'accélérateur linéaire e^-e^+ pour préparer la génération d'accélérateur post-LHC.

Pour le fonctionnement du LHC en mode protons, les particules sont rassemblées en un ensemble dit train de paquets (bunch train), où chaque paquet, contenant des protons (Fig. 2.2), est séparé du précédent par un intervalle de temps correspondant à la période de croisement de faisceaux. Les paquets de protons étant de forme oblongue, la position du vertex d'interaction suit une distribution gaussienne de paramètres transversal et longitudinal respectivement de l'ordre de 15 μm et $56\sqrt{2}\ mm$ pour la phase nominale. Chaque croisement de faisceaux dans l'anneau possède un identificateur : BCID (Bunch Crossing ID).

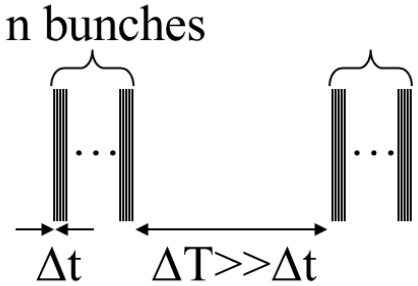


FIGURE 2.2 – *Structure en train de paquets, chaque paquet étant séparé par un temps très court Δt par rapport au temps ΔT entre deux trains consécutifs.*

3. L'énergie partonique est divisée en moyenne par $\sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} = \sqrt{\frac{m_H}{s}}$, de 5 à 10 suivant les processus.

Le rayonnement synchrotron des protons extrait des électrons de la cavité des faisceaux, libérant d'autres électrons lors de leur collision sur la paroi opposée en raison de l'attirance générée par le champ des protons circulants. Par ce phénomène (Fig. 2.3), le grand nombre de paquets faiblement espacés engendre un nuage d'électrons.

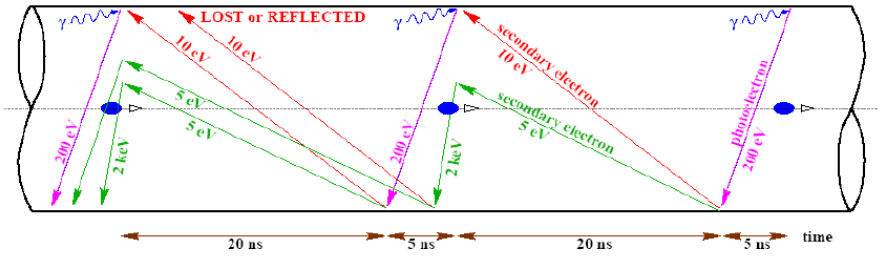
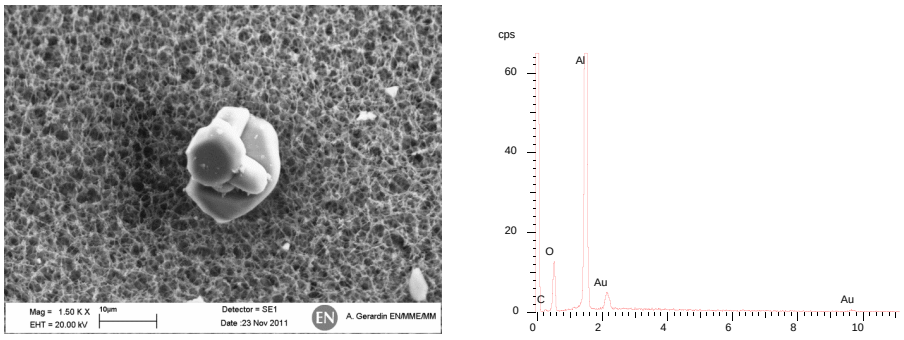


FIGURE 2.3 – *Nuage d'électrons formé par le rayonnement bremsstrahlung. Source : F. Ruggiero.*

Une procédure de nettoyage de la cavité (scrubbing) succède typiquement aux arrêts techniques de maintenance (technical stop) par l'utilisation d'un faisceau intense à faible énergie pour libérer les molécules de gaz (dégazage) piégées ou adsorbées [4] dans le métal, ce qui diminue le nuage d'électrons. Cette procédure réduit en outre le taux d'événements de UFO (Unidentified Falling Objects, Fig. 2.4, sans lien avec l'acronyme classique) qui peuvent arrêter les faisceaux, interprétés par l'interaction avec une poussière tombante de la paroi.



(a) (b)

FIGURE 2.4 – *(a) Photographie d'une poussière de particule dans l'analyse des événements UFO (Unidentified Falling Objects) et sa (b) décomposition spectroscopique de rayons X par interaction avec un faisceau d'électrons. Source : EDMS 1162034, Alexandre Gerardin.*

La physique mise en jeu lors du croisement de paquets est illustrée sur les figures 2.5 et 2.6. Par rapport à l'interaction dure d'intérêt (hard scattering), l'événement sous-jacent (underlying event) contient une composante dure, qui décrit les radiations initiales avant l'interaction dure (ISR pour Initial State Radiation), finales après l'interaction dure (FSR pour Final State Radiation), et une composante molle, contenant les composantes restantes de faisceaux (dites beam remnant) ne participant pas à l'interaction dure, et les interactions multiples de partons (MPI pour Multiple Parton Interactions) restants

4. L'adsorption est la fixation de molécules de gaz sur la surface solide de la cavité.

des faisceaux (dites semi-hard scattering). Une conséquence de la structure en paquets est le phénomène d'empilement (pile-up) d'interactions multiples au niveau du détecteur. L'empilement en temps correspond aux interactions additionnelles proton-proton qui ont lieu dans un même croisement de paquets par rapport à l'interaction dure d'intérêt. Un autre type d'empilement, dit hors temps, provient des croisements de paquets précédents celui d'intérêt, et varie suivant leur éloignement, c'est-à-dire la position du paquet dans le train. De telles interactions produisent des particules molles supplémentaires qui peuvent agir comme un bruit de fond et réduire l'efficacité de sélection des événements recherchés.

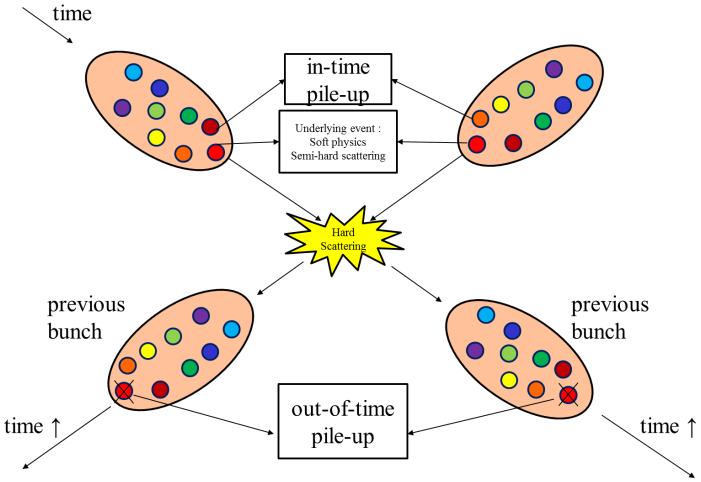


FIGURE 2.5 – *Physique mise en jeu lors du croisement de paquets de protons.*

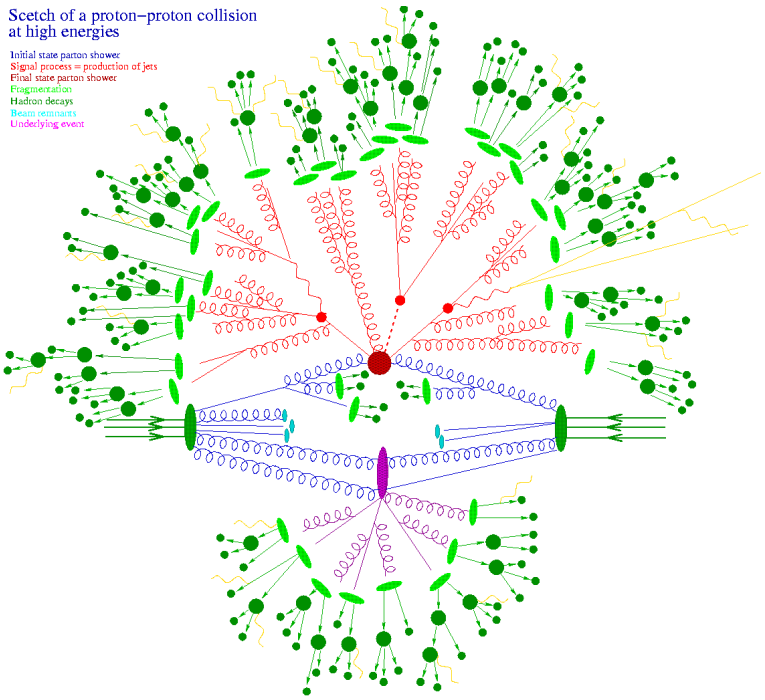


FIGURE 2.6 – *Schéma d'une collision proton-proton. Source : documentation de Sherpa.*

L'empilement important engendre l'existence d'un grand nombre de vertex (Fig. 2.7), ce qui représente un défi au niveau de la reconstruction.

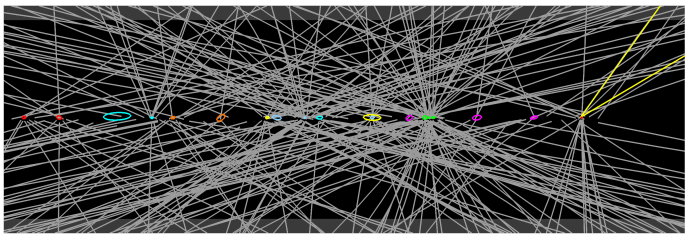


FIGURE 2.7 – *Exemple d'événement avec 20 vertex, pour les données de 2011. Source : https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/EventDisplayPublicResults.*

Les événements impliquent des processus élastiques et inélastiques. Pour les premiers, il n'y a pas d'échange de couleur entre les protons. Les derniers sont constitués d'événements diffractifs pour lesquels il n'y a pas d'échange de couleur entre partons mais un échange d'un singulet de couleur, décrit dans la théorie de Regge comme un Pomeron, et d'événements non diffractifs, impliquant un échange de couleur entre particules. Pour les événements simplement diffractifs $p + p \to p + X$, seule l'énergie d'un proton (celui qui ne reste pas intact) est détectée. Pour les événements doublement diffractifs $p + p \to X + X'$, l'énergie des deux protons est mesurée. De façon naturelle, une sélection suivant des critères cinématiques (impulsions, angles des particules) biaise fortement les événements retenus. Par opposition, la sélection relative à la détection de croisements de particules par le détecteur correspond aux événements dits de biais minimum (Minimum Bias) caractérisés par un nombre minimal de traces et de dépôts d'énergie dans le détecteur. Historiquement, le déclenchement associé est basé sur des coïncidences en avant et arrière du détecteur. Ainsi, les événements de biais minimal correspondent aux événements non simplement diffractifs (NSD) :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elast} + \underbrace{\sigma_{sd} + \overbrace{\sigma_{dd} + \sigma_{nd}}^{MinBias=NSD}}_{inelast} \tag{2.1}$$

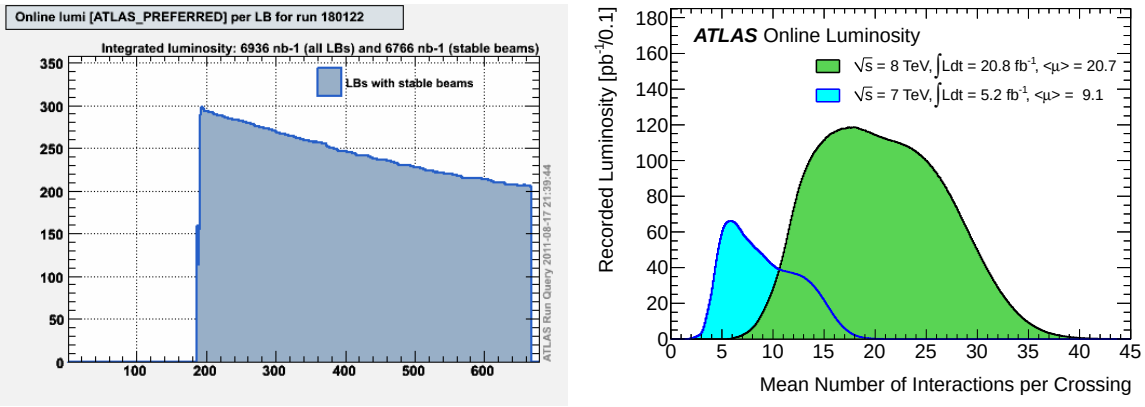
Une quantité étalon pour comparer le taux de production de particules par unité de temps d'un accélérateur est la luminosité instantanée $\mathcal{L}_{inst}$, définie comme le rapport entre le nombre d'événements N observés d'un processus considéré et le produit de l'efficacité ϵ (déclenchement, reconstruction, identification des particules, acceptance cinématique, etc.) par la section efficace σ et le temps d'accumulation T : $N = \epsilon\sigma\mathcal{L}_{inst}T$. De manière équivalente, le taux R d'événements par unité de temps s'écrit $R = \sigma\epsilon\mathcal{L}_{inst}$. La luminosité instantanée peut s'écrire [1] :

$$\mathcal{L}_{inst} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev}\gamma}{4\pi\epsilon_n\beta^*}F \tag{2.2}$$

en introduisant le nombre de particules par paquet N_b, le nombre de paquets n_b, la fréquence de révolution f_{rev} des particules, le facteur relativiste γ, le facteur de réduction F, lié à l'angle de croisement des faisceaux, la fonction d'amplitude β^* au point d'interaction,

caractérisant la focalisation longitudinale, et l'émittance transverse normalisée $\epsilon_n = \epsilon\gamma\beta$, proportionnelle à l'émittance transverse qui est l'aire d'une section du faisceau dans l'espace des phases de position et impulsion des particules du faisceau. L'écart-type de la distribution gaussienne du profil transverse du faisceau s'exprime en fonction des autres paramètres : $\sigma = \sqrt{\pi\epsilon\beta}$.

Au cours d'une même prise de données, définie par une entité dite run [5], la luminosité n'est pas constante (Fig. 2.8a) mais décroît avec le temps en raison de la dégradation de l'intensité et de l'émittance des faisceaux, due à l'objectif même de l'accélérateur : la collision entre les faisceaux. La luminosité maximale initiale d'une prise de données, dite du pic, est limitée par les déflexions angulaires dues aux interactions entre faisceaux opposés. En tenant compte des différentes contributions à la baisse de luminosité, sa durée de vie est environ une vingtaine d'heures. Au cours de la décroissance régulière de la luminosité instantanée, celle-ci peut être considérée comme approximativement constante dans des intervalles de temps de l'ordre de la minute, dits blocs de luminosité (lumi-block) identifiés par leur numéro : LBN (Lumi Block Number). Le nombre moyen d'interactions par unité de croisement, est présenté sur la figure 2.8b pour les campagnes 2011 et 2012 de l'expérience ATLAS, à une énergie de 7 TeV et 8 TeV dans le centre de masse.



(a) (b)

FIGURE 2.8 – *(a) Exemple de décroissance de la luminosité (en $cm^{-2}.s^{-1}$) en fonction du temps (représenté sous la forme de LumiBlock). Source : ATLAS run query. (b) Valeur moyenne du nombre d'interactions par croisement de faisceaux durant les campagnes d'acquisition de données de l'expérience ATLAS, en 2011 et 2012, à une énergie de 7 TeV et 8 TeV. Source : AtlasPublic/LuminosityPublicResults.*

Des runs spéciaux existent, à des fins de diagnostic, mais aussi de prospectives pour anticiper les campagnes suivantes de l'accélérateur : par exemple, acquisision avec une séparation des trains de paquets plus faible, utilisation de paquets de protons plus denses pour connaître les effets de plus grand empilement.

5. Par abus de langage, suivant le contexte, le mot run peut également signifier une campagne de prise de données, c'est-à-dire un ensemble de prises de données dans des conditions similaires.

Dans certaines expériences e^+e^-, comme Babar, la baisse de luminosité peut être compensée par une injection goutte à goutte. Le bénéfice sur la luminosité intégrée surpasse l'inconvénient du bruit de fond qui apparaît après cette injection (Fig. 2.9), et qui est atténué avec le temps. Au LHC, il n'est pas possible de réaliser une injection goutte à goutte en raison d'une injection à une énergie différente (450 GeV) de celle du LHC (de 7 TeV pour la phase nominale), mais aussi un problème de synchronisation lié à une faible perte d'énergie des protons par radiation.

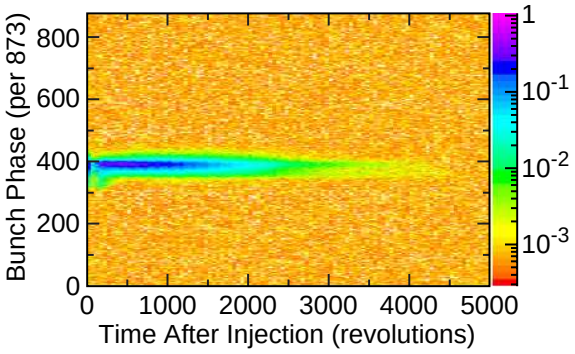
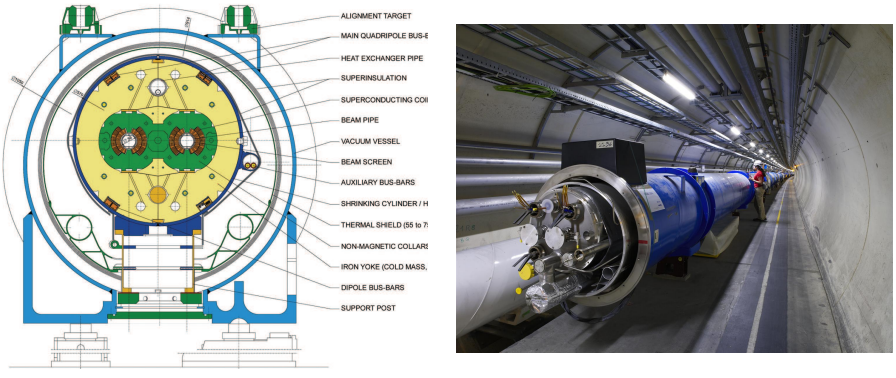


FIGURE 2.9 – *Taux de déclenchement dans le calorimètre électromagnétique de Babar auprès de l'accélérateur PEP-II, en fonction du temps après l'injection des positrons et la phase des paquets. Le bruit de fond lié à l'injection goutte à goutte apparaît et diminue avec le temps. Source : [2].*

La nécessité d'une luminosité de $10^{34}\ cm^{-2}.s^{-1}$ exclut la possibilité d'utiliser des antiprotons comme au collisionneur Tevatron. Pour diminuer les coûts, les faisceaux de particules, de même nature mais opposés en direction, sont courbés par des dipôles magnétiques d'environ 14 m de longueur (Fig. 2.10), séparés mais maintenus dans un même cryostat.



(a) (b)

FIGURE 2.10 – *(a) Schéma en coupe d'un dipôle magnétique. Source : [1]. (b) Photographie d'un dipôle magnétique dans le tunnel du LHC. Source : CDSweb, référence CERN-EX-0606036.*

A la période de conception du LHC, la technologie des électroaimants classiques ne pouvait atteindre que des champs magnétiques d'environ $1,8\ T$, ce qui, compte tenu de la

courbure engendrée sur les protons pour l'énergie nominale, nécessiterait un accélérateur de 100 km de circonférence, consommant environ 1000 MW de puissance électrique dissipée par effet Joule. Pour éviter cet investissement et coût de fonctionnement trop élevés, le choix s'est porté sur des champs magnétiques supraconducteurs, ce qui permet un budget en puissance électrique de 40 MW. Un cryostat maintient la culasse magnétique à une température de $1,9$ K grâce à de l'hélium superfluide permettant d'assurer l'effet supraconducteur pour produire un champ magnétique de $8,33$ T dans les dipôles magnétiques pour des collisions nominales de fonctionnement. Le courant électrique circule dans la bobine le long de chaque tube à vide du dipôle. Par symétrie, les composantes des champs magnétiques orthoradiaux créées s'annulent, créant en résultante un champ magnétique vertical dirigé de façon opposée pour chaque tube à vide, vers le haut ou le bas suivant le sens du courant, ce qui permet, par la force de Lorentz, de courber les paquets de particules se dirigeant de façon opposée le long de l'accélérateur. Le faisceau a tendance à diverger comme le ferait un faisceau lumineux. Pour remédier à ce problème, des quadrupôles magnétiques assurent la focalisation horizontale et verticale, permettant une meilleure probabilité de collision au niveau des expériences. Par cette focalisation, les particules subissent une oscillation dite betatron [6] autour du rayon moyen de l'accélérateur.

La figure 2.11 présente les différentes régions du LHC.

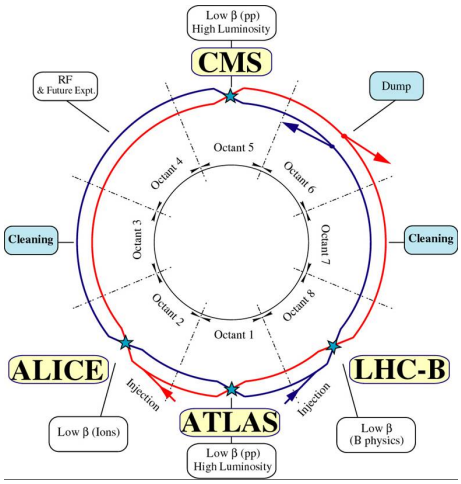


FIGURE 2.11 – *Structure du LHC. Source : [1].*

Les arcs, au nombre de 8, contiennent les dipôles magnétiques. Les insertions, au nombre de 8, notées IRi où i représente le numéro de la région d'interaction, ont des fonctionnalités diverses : collisions des faisceaux au niveau des expériences (IR1, IR2, IR5, IR8) ; injections des faisceaux [7] (IR2, IR8) ; hébergement du système Radio Fréquence du LHC (IR4) ; nettoyage (cleaning) des faisceaux de particules ayant respectivement une

6. par analogie avec la théorie de focalisation développée au Betatron.

7. Les régions d'injection sont également le lieu des collisions des expériences Alice et LHCb.

impulsion (IR3) ou une oscillation betatron (IR7) trop éloignée des valeurs nominales, ce qui risquerait d'endommager les aimants ; évacuation (dump) des faisceaux (IR6) sur un bloc d'arrêt constitué de plaques de graphite de densités variables, grâce à un système d'aimants, en cas d'urgence ou si leurs propriétés ne sont pas satisfaisantes, par exemple si le nombre de protons devient trop faible. Pour définir une région du LHC, l'usage est d'utiliser la notion de secteur, correspondant à la zone entre deux points d'insertion, et d'octant, correspondant à la zone entre deux milieux de deux arcs consécutifs.

Au cours des campagnes successives de prise de données, caractérisées par de graduelles améliorations des paramètres de la machine au cours des arrêts techniques : augmentation du nombre de paquets et de leur rapprochement, diminution de leur taille, etc., le LHC s'approche peu à peu de la configuration nominale (voir même la dépasse) : 2808 paquets contenant chacun $1,1 \times 10^{11}$ protons, avec un intervalle de temps entre croisements de paquets de l'ordre de 25 ns. Pour le mode ions lourds, le temps entre croisements est supérieur. Dans la phase nominale à haute luminosité en mode proton proton, la luminosité instantanée du pic est [8] de 10^{34} $cm^{-2}.s^{-1}$. Pour LHCb, la luminosité instantanée du pic est prévue de 10^{32} $cm^{-2}.s^{-1}$. Dans le cas de la collision d'ions lourds, dédiée notamment à l'expérience Alice, la luminosité instantanée du pic en phase nominale est prévue de 10^{27} $cm^{-2}.s^{-1}$. La luminosité intégrée par an du scenario nominal ATLAS ou CMS serait alors [9] de 100 fb^{-1} à haute luminosité. En raison des durées de transition importantes de l'ordre du mois pour abaisser la température à leurs valeurs nominales du système cryogénique, le calendrier habituel d'arrêt de l'accélérateur en hiver où l'électricité est la plus chère, a été revisité avec un allongement des cycles pour les périodes de fonctionnement. Lors de son fonctionnement, l'activité de l'accélérateur, en fonctionnement 24h/24, est répartie en des phases d'études pour la machine, pour laquelle la stabilité des faisceaux n'est pas garantie, ce qui nécessite de désengager les détecteurs pour éviter un endommagement par les particules de l'accélérateur, et des phases de prise de données pour les expériences.

8. $N_b = 1,1 \times 10^{11}$, $n_b = 2808$, $f_{rev} = 11,246\ kHz$, $\gamma_r = E/m_p$, avec $E = 7\ TeV$ et $m_p = 939\ MeV$ $F \sim 0,9$, $\epsilon_n = 3,75\mu m$, $\beta^* = 0,5\ m$

9. La luminosité intégrée dans un run s'écrit : $L_{int} = L_0 \tau_L \left(1 - e^{-T_{run}/\tau_L}\right)$
avec $T_{run} \approx 12\ h$, et la durée de vie de la luminosité $\tau_L \approx 15\ h$. Pour un run, en tenant compte de $10^{34}\ cm^{-2}.s^{-1} = 10^{-5}\ \text{fb}^{-1}.\text{s}^{-1}$ on a $L_{int} = 10^{-5} fb^{-1}.s^{-1} \times 15 \times 3600s \times (1 - e^{-12/15}) = 0,23\ fb^{-1}$.

Pour obtenir la luminosité intégrée par an, il faut tenir compte des temps d'arrêt de faisceaux pour maintenance, réparation, mise à jour, problèmes potentiels. Il y a l'équivalent de 200 jours de fonctionnement par an, soit 200× 24/12 runs. Donc la luminosité intégrée nominale par an est de l'ordre de : $0,23 \times 200 \times 24/12 \approx 100\ fb^{-1}$.

La figure 2.12 présente l'évolution de la luminosité au cours de l'année, pour les différentes campagnes du LHC.

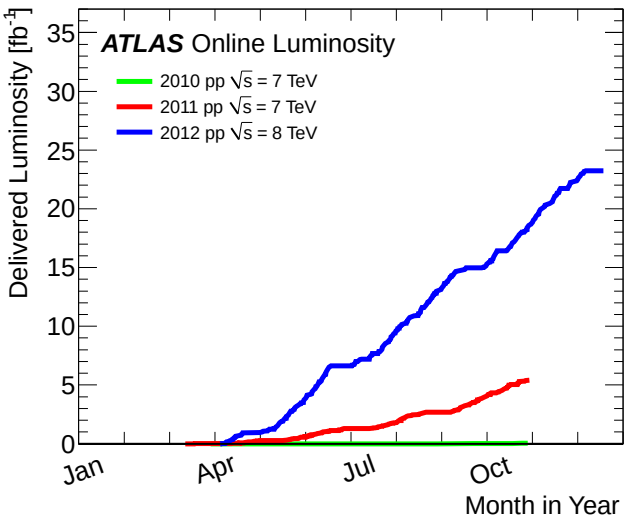


FIGURE 2.12 – *Evolution de la luminosité intégrée au cours de l'année pour le LHC. Source :* https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults#2011_pp_Collisions.

Le tableau 2.1 résume les caractéristiques principales des prises de données avec des protons ou anti-protons auprès du Tevatron et du LHC pour la recherche du Higgs.

	Tevatron			LHC			
Caractéristique	Run I	Run IIa	Run IIb				
période	1992-1996	2001-2006	2006-2011	2010	2011	2012	plan nominal
$\sqrt{s}$ $[TeV]$	1,8	1,96		7	7	8	14
nombre de paquets	6×6	$36 \times 36 - 140 \times 103$	140×103	368	1380	1380	2808
nb particules / paquet $[10^{11} p/bunch]$	$0,55 \times 2,3$	$0,3 \times 2,7$	$1 \times 2,7$	1,2	1,5	1,6	1,15
fréquence croisement paquets [MHz]	1,8	2,5	2,5-7,5	7	20	20	40
espacement paquets	3500	396-132	132	150	50	50	25
ϵ $[\mu m.rad]$	$2,1 \times 3,8$	$1,5 \times 3$	$1,5 \times 3$	2,4-4	1,9-2,4	2,2-2,5	3,75
β^* $[m]$	0,35	0,28	0,28	3,5	1	0,6	0,55
luminosité maximale pic $[cm^{-2}.s^{-1}]$	$0,16\ 10^{32}$	$1\ 10^{32}$	$2-4\ 10^{32}$	$2\ 10^{32}$	$3,5\ 10^{33}$	$7,6\ 10^{33}$	$1\ 10^{34}$
luminosité intégrée	$0,12\ fb^{-1}$	$1,0\ fb^{-1}$	$10\ fb^{-1}$	$48\ pb^{-1}$	$5,25\ fb^{-1}$	$20,7\ fb^{-1}$	$100\ fb^{-1}/an$
nb interactions / croisement faisceaux	2,5	2	4,8	2,2	6,3-11,6	19,5	23

Tableau 2.1 – *Caractéristiques principales des prises de données avec des protons ou anti-protons auprès du Tevatron et du LHC pour la recherche du Higgs. Pour la notation $x \times y$, la valeur de x est la caractéristique des anti-protons, si l'accélérateur concerné en utilise, sinon des protons. Le Run 0 du Tevatron, commencé en 1988, n'est pas mentionné.*

A l'époque de LEP, de nombreux phénomènes (Fig. 2.13) ayant une influence sur l'énergie de cet ancien accélérateur étaient considérés, comme la variation de l'énergie avec la position du détecteur, la variation quotidienne liée à l'influence grativationnelle de la lune et du soleil, ou les variations climatiques saisonnières, modifiant la circonférence de l'accélérateur, l'influence des trains dans la région de Genève qui se manifeste par des fuites de courant dans le sol des chambres à vide de LEP.

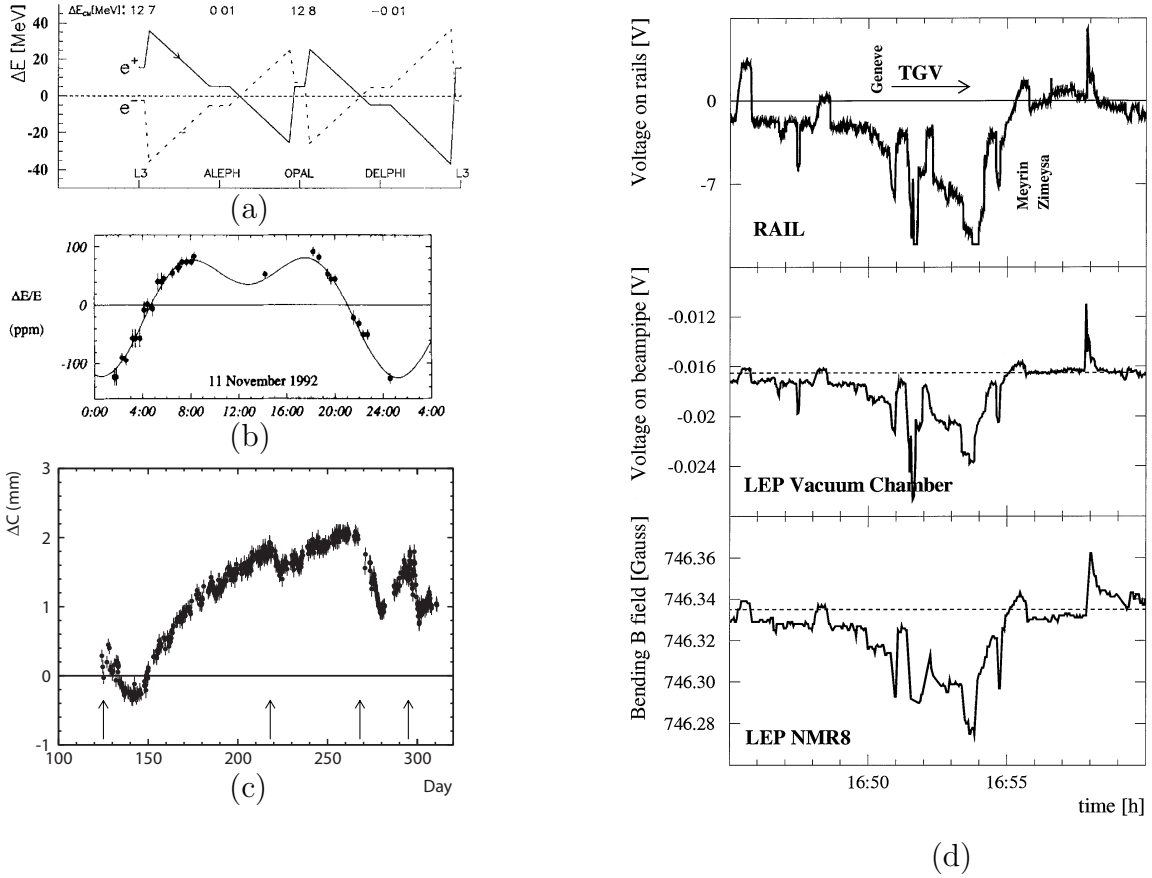


FIGURE 2.13 – *Source : (a) : [3], (b) : [4], (c) : [5], (d) : [6].*

Au LHC, de tels effets, même s'ils existent, demeurent mineurs, par l'énergie bien plus élevée et le système de guidage plus perfectionné.

2.2 Le démarrage et l'incident du LHC

Après des tests en faisceaux des différents sous-systèmes du détecteur ATLAS et des phases d'analyse des rayons cosmiques (typiquement en 2008 mais aussi en 2009) pour tester et mesurer les performances du détecteur, son infrastucture logicielle et ses algorithmes de reconstruction, le LHC a démarré en septembre 2008 avec des collisions entre un faisceau et les collimateurs, dits événements de beam splash. Suite à un incident [7] survenant le 19 septembre 2008 au niveau des dipôles magnétiques chargés de courber la trajectoire des particules, le LHC a été arrêté un an. Après la phase d'étude et de réparation, le redémarrage a eu lieu en novembre 2009, avec une première phase de collision à 900 GeV jusqu'en décembre, puis une brève phase à $2,36$ TeV, avant l'arrêt de l'hiver. Puis il a été décidé de faire tourner l'accélérateur à partir de mars 2010 à une énergie de 7 TeV au lieu de l'énergie nominale de 14 TeV.

L'accident qui a eu lieu en septembre 2008 s'est déroulé lors du test final du secteur 3-4 pour un champ magnétique d'environ $6,5$ T afin d'achever la validation du fonctionnement de l'accélérateur à une énergie de 5 TeV pour chaque faisceau. L'origine est liée à une résistance trop élevée d'un des joints [10] entre supraconducteurs des dipôles magnétiques, ce qui a introduit une surélévation de température, entraînant le passage de l'état supraconducteur à résistif, ce qui a augmenté encore la résistance, conduisant à un arc électrique qui a déformé les connections et perforé l'enceinte d'hélium, libérant du gaz à haute pression dans le tunnel. Un an a été nécessaire pour effecter les réparations, consolidations et améliorations du système de protection. La transition de l'état supraconducteur à résistif (dite quench) du conducteur alimentant en courant le dipôle magnétique est détectée par le système de protection (Fig. 2.14 : QDS pour Quench Detection System) par un seuil sur la différence de tension entre U_bb_1 et U_bb_2, coupant alors l'alimentation en courant, et déchargeant le circuit équivalent (R, L) dont la constante de temps est de l'ordre de 100 s. Ce temps étant trop élevé pour la survie des aimants (chauffage du conducteur pouvant engendrer la fusion des matériaux), des diodes de protections parallèles, conductrices dès la présence d'une tension à leurs bornes, permettent de court-circuiter par un circuit parallèle les aimants qui ont quenché.

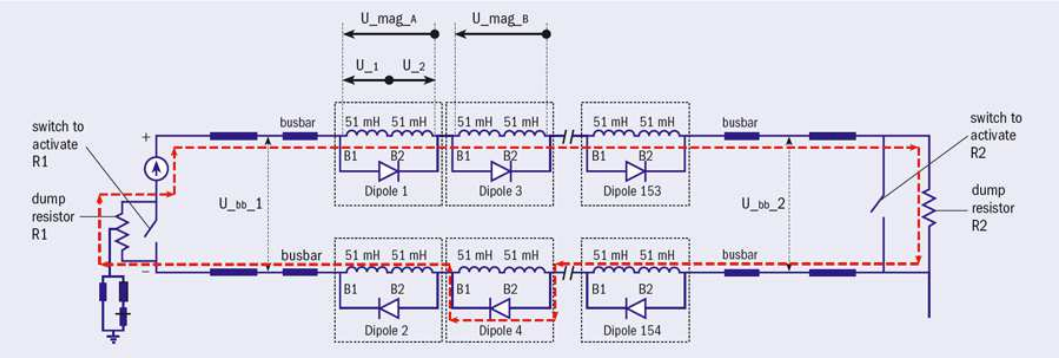
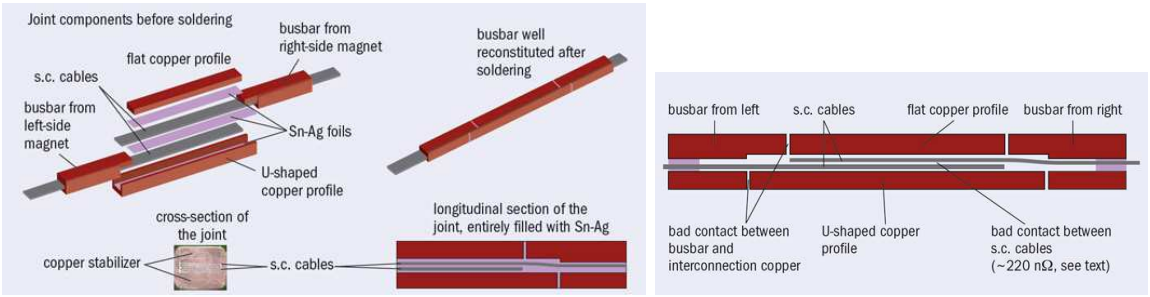


FIGURE 2.14 – *Synoptique simplifié du système de protection du LHC tel que utilisé au moment où est intervenu l'accident du 19 septembre 2008. Source : courrier Cern, septembre 2010.*

10. D'autres mauvaises connections ont été découvertes dans l'analyse ultérieure.

L'interconnection des différents dipôles du système est présentée sur la figure 2.15. Il est réalisé par des câbles supraconducteurs connectés entre eux par un alliage d'étain et d'argent, dit splice, ce dernier étant également connecté à un stabiliseur de cuivre pour la température et le courant. Le cahier des charges impose au splice entre conducteurs supraconducteurs une résistance inférieure à $0,6\ n\Omega$ pour $1,9\ K$. L'interprétation de l'accident est la présence d'un mauvais splice, c'est-à-dire un mauvais contact entre les câbles supraconducteurs et le stabilisateur au niveau du joint, et un interstice (gap) longitudinal. Ce gap a pour conséquence un mauvais partage du courant entre le câble et le stabilisateur. La résistance responsable de l'accident avait une valeur de l'ordre de 220 $n\Omega$ au lieu de $0,35\ n\Omega$.



(a) (b)

FIGURE 2.15 – *(a) Composantes d'une interconnection entre deux dipôles magnétiques. (b) Vraisemblable défaut ayant causé l'accident du LHC. Source : courrier Cern, septembre 2010.*

La réparation du LHC a nécessité le remplacement d'une dizaine de quadrupôles magnétiques, une quarantaine de dipôles magnétiques, le remplacement d'une cinquantaine d'interconnections électriques. Il a été nécessaire de nettoyer 4 km de tubes à faisceaux en raison de la suie déposée. Pour éviter le renouvellement de l'accident, le système QDS, qui n'avait pas détecté la faute électrique en raison d'une sensibilité trop faible, a été amélioré. En outre, des capteurs calorimétriques des aimants ont été ajoutés, ainsi que des connections externes entre splices, pour éviter la possible absence localisée de splice.

2.3 Prospectives sur l'accélérateur

La figure 2.16 présente les prospectives de l'accélérateur.

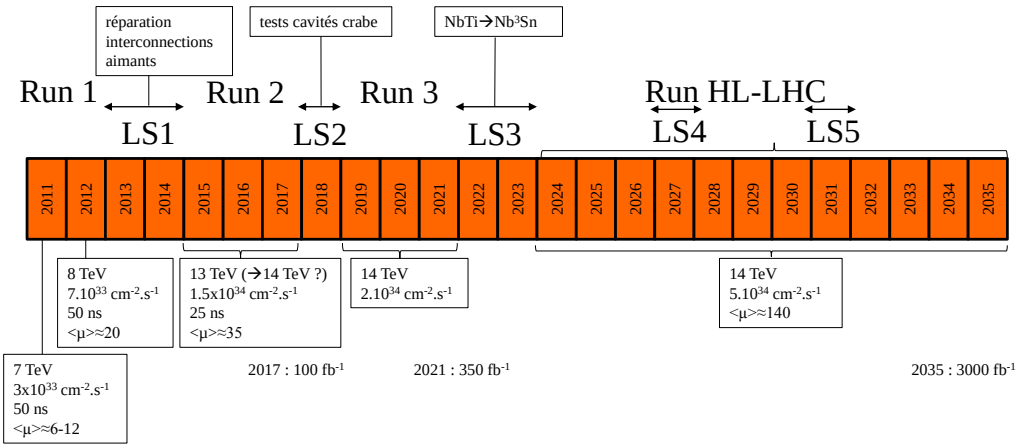


FIGURE 2.16 – *Prospectives pour l'accélérateur LHC.*

Après le Run 1 à 7 TeV et 8 TeV, l'arrêt de longue durée LS1 (Long Shutdown 1) permet de réparer les interconnections des aimants pour permettre le fonctionnement au régime nominal. Une hypothétique collision frontale entre paquets de faisceaux a l'avantage de permettre une bonne luminosité, mais détruit la dynamique des faisceaux après la collision principale. Ainsi, la collision a lieu avec un angle faible (Fig. 2.17a), avec l'avantage de réduire l'interaction coulombienne, mais avec l'inconvénient de réduire la région d'interaction. Une amélioration, déjà utilisée pour d'autres accélérateurs, est l'utilisation de cavités crabe (Fig. 2.17b), qui ont la particularité de faire subir une rotation aux paquets de protons pour les faire coïncider au moment de la collision, donc d'avoir une bonne région d'interaction. Pendant la phase de LS2, des cavités à crabe sont prévues d'être testées. Vers l'arrêt LS3 de 2022/2023, il est envisagé de remplacer quelques aimants du LHC pour utiliser à la place du matériau supraconducteur $NbTi$, dont la température critique de passage supraconducteur à résistif est de $9,2\ K$, un matériau de type Nb^3Sn, de température critique plus grande : $18,3\ K$. Puis le LHC fonctionnera dans une phase de haute luminosité, baptisée HL-LHC (High Luminosity LHC), avec une luminosité instantanée de l'ordre de $5 \times 10^{34}\ cm^{-2}.s^{-1}$.

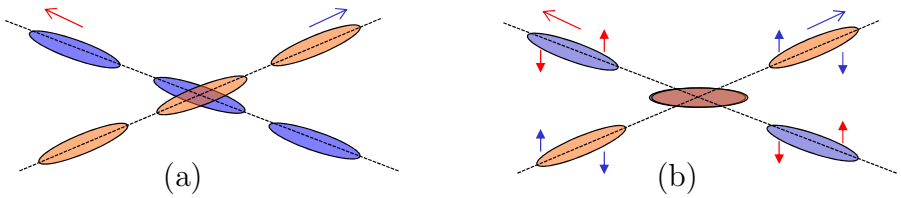


FIGURE 2.17 – *Schéma du croisement de faisceaux avec un angle faible (a), réduisant la région d'interaction, et avec la topologie de crabe (b), améliorant la luminosité.*

2.4 L'expérience ATLAS

La collaboration internationale ATLAS, dédiée à l'activité de l'expérience ATLAS [8–25], regroupe de l'ordre de 3000 physiciens de plus de 150 universités et laboratoires dans une quarantaine de pays.

Le système de coordonnées direct du détecteur utilisé pour les composantes des différentes observables est présenté sur la figure 2.18. L'axe x est orienté du point d'interaction vers le centre de l'accélérateur circulaire. L'axe y est orienté vers le haut [11]. L'axe du faisceau définit l'axe z. Les quadrants $z > 0$, $z = 0$ et $z < 0$ définissent respectivement le côté A, le plan B et le côté C du détecteur.

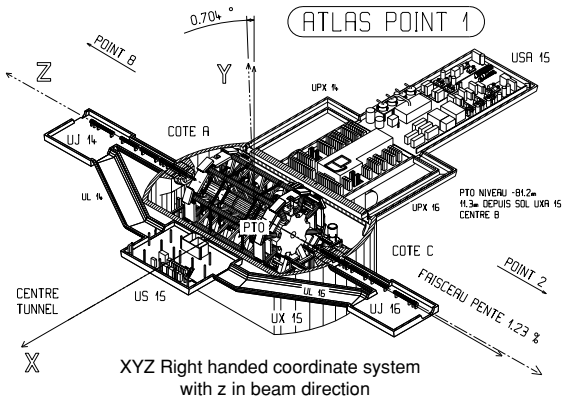


FIGURE 2.18 – *Système de coordonnées du détecteur ATLAS. Source : [20].*

Les coordonnées cylindriques sont utilisées dans le plan transverse : rayon r par rapport au centre du détecteur et angle azimutal $\phi = \arctan y/x$ défini dans le plan (x, y) par rapport au plan (x, z) du LHC. L'angle polaire θ, défini par rapport à l'axe z, est exprimé sous la forme de pseudo-rapidité [12], $\eta = -ln \tan \frac{\theta}{2} = \frac{1}{2} ln \frac{p+p_z}{p-p_z}$. La distance [13] $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ où $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ sont les séparations en pseudo-rapidité et en angle azimutal permet de quantifier la séparation d'entités (particules, régions, etc.). Les interactions partoniques ont une contribution longitudinale, inconnue a priori, en raison

11. En fait, le tunnel est très légèrement incliné de $0,704$ degrés pour des raisons de coût avec la présence de massifs montagneux.

12. La pseudo-rapidité est le cas limite pour une masse nulle de la rapidité $y = \frac{1}{2} ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ faisant intervenir l'énergie E et l'impulsion p dans sa composante suivant l'axe z. La notation d'usage y ne doit pas être confondue avec la coordonnée y. La direction verticale ($\theta = 90°$) correspond à $\eta = 0$, la direction "avant" ($\theta = 0°, z > 0$ et $\theta = 180°, z < 0$) correspond à $\eta = \pm\infty$. L'utilisation du logarithme facilite les calculs lors d'un changement de référentiel.

13. Une mesure approximative, mais ayant l'avantage d'éviter techniquement le traitement spécifique lors de différences d'angles supérieures à 2π ou inférieures à -2π, est $\Delta R = \sqrt{2 \cosh \Delta\eta - cos\Delta\phi}$.

de la distribution des faisceaux et du mouvement des partons dans les protons incidents. Comme une grande partie des particules qui diffusent élastiquement ont un angle trop faible pour être détectées par la couverture du détecteur, la composante longitudinale suivant l'axe des faisceaux de l'impulsion mesurée n'est pas conservée dans l'acceptance. Ainsi, seules les grandeurs transverses mesurées, définies dans le plan $x-y$, sont conservées, et notées en indice T. Le mouvement transversal des partons dans les protons, dit moment de Fermi, de l'ordre de $k_T \approx 200-300\ MeV$, est considéré comme négligeable. Les projections d'une observable O quelconque sont $O_x = O\frac{\cos\phi}{\cosh\eta}$, $O_y = O\frac{\sin\phi}{\cosh\eta}$, $O_z = O\tanh\eta$, $O_T = O\sin\theta = \frac{O}{cosh\ \eta}$. L'impulsion et énergie transverses s'écrivent respectivement $\sqrt{p_x^2+p_y^2}$ et $\frac{E\sqrt{p_x^2+p_y^2}}{\sqrt{p_x^2+p_y^2+p_z^2}}$, coïncidant dans le cas de particules de masse nulle.

Le détecteur (44 m de long, 25 m de haut), est présenté sur la figure 2.19.

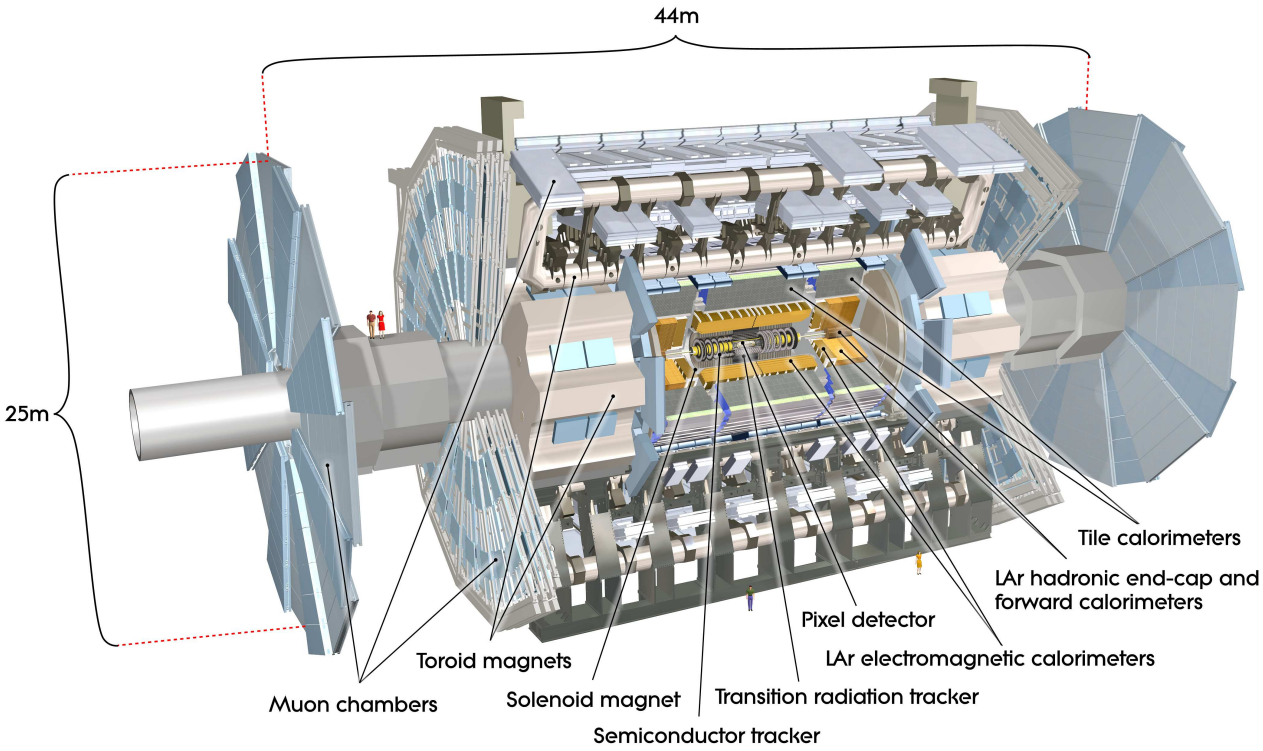


FIGURE 2.19 – *Vue d'ensemble du détecteur ATLAS. Source : [26].*

En mode collision, les faisceaux circulant dans un tube de rayon 36 mm se rencontrent au centre du détecteur. Autour de ce point d'interaction dit vertex primaire se trouve un ensemble de détecteurs en couches concentriques, ayant pour objectif de caractériser les particules produites et mesurer leur trajectoire. Chaque sous-détecteur joue un rôle spécifique, par l'observable considérée et la nature des particules. La géométrie est cylindrique, avec des couches concentriques parallèles à l'axe des faisceaux, définissant la région tonneau, et des disques perpendiculaires à l'axe des faisceaux, définissant la région bouchon.

La description suivante (Fig. 2.20) est ordonnancée de la région la plus proche des faisceaux vers la région périphérique. Le détecteur interne (ID) a pour rôle de déterminer la position des vertex primaires et secondaires [14] (déplacés), la trajectoire des particules chargées (traces), mais aussi, en association avec le champ magnétique solénoïdal dans lequel il baigne, de mesurer l'impulsion de ces particules. Autour se trouve le système de calorimètrie [15], dont le rôle est de mesurer l'énergie, la trajectoire et contribuer à l'identification des particules. Les particules rencontrent d'abord le calorimètre électromagnétique, dédié aux électrons, photons, etc., puis le calorimètre hadronique dédié aux quarks, gluons, hadrons. En effet, la longueur d'interaction des hadrons est un ordre de grandeur plus grande que celle des électrons et photons. Pour les angles faibles, il existe un calorimètre à l'avant, avec un module électromagnétique, deux modules hadroniques, un module non instrumenté et un bouclier de blindage pour protéger le sous-détecteur en aval des queues de gerbes. Autour, dans la région la plus externe, motivé par la caractéristique d'ionisation minimale des muons, se trouve le spectromètre à muons, avec des aimants supraconducteurs toroïdes à cœur d'air pour mesurer leur trajectoire et impulsion [16]. L'ensemble des sous-détecteurs contribue à la mesure de l'énergie transverse manquante caractéristique des particules ne déposant pas d'énergie. Un système de déclenchement sélectionne les objets intéressants pour chaque analyse ou étude de physique particulière.

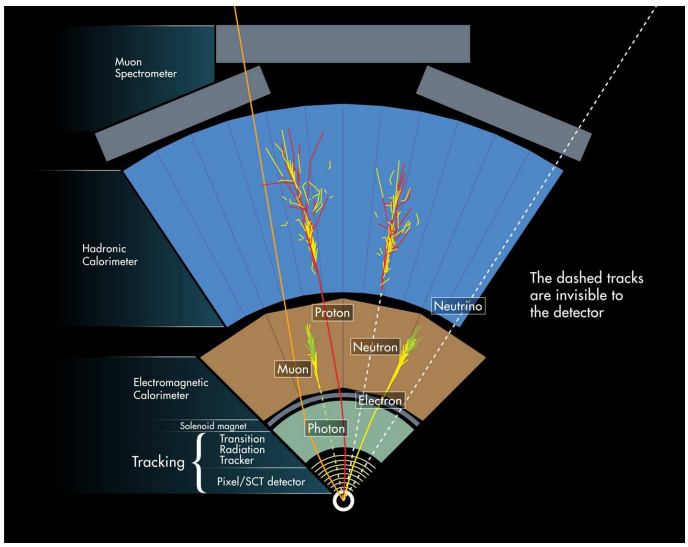


FIGURE 2.20 – *Sous-détecteurs de ATLAS, traversés par les différentes particules à partir de la collisions dans le tube à faisceau. Source : https ://cds.cern.ch/record/1505342.*

14. permettant notamment d'étiqueter les vertex secondaires de leptons τ et de quarks b.

15. Dans le jargon de la physique, un calorimètre est un dispositif mesurant les échanges de chaleur. Par abus de langage, dans la thématique des détecteurs en physique des particules, il est utilisé avec le sens de mesure d'énergie.

16. L'impulsion est proportionnelle au rayon de courbure et au champ magnétique, à travers la relation $p_T\ [GeV] = 0,3qB(T)R(m)$.

Les performances attendues sont résumées dans le tableau 2.2.

Detector component	**Required resolution**	η **coverage**	
		Measurement	Trigger
Tracking	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%\ p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
EM calorimetry	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Hadronic calorimetry (jets)			
barrel and endcap	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
forward	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \lvert\eta\rvert < 4.9$	$3.1 < \lvert\eta\rvert < 4.9$
Muon spectrometer	σ_{p_T}/p_T=10% at p_T = 1 TeV	± 2.7	± 2.4

Tableau 2.2 – *Performances attendues pour le détecteur ATLAS. Les unités de E et p_T sont en GeV. Source : [26].*

Le nombre de canaux des différents sous-détecteurs décrits dans ce chapitre est présenté sur le tableau 2.3. La fraction opérationnelle est très grande, typiquement supérieure à 95 % et évolue au cours des campagnes.

	détecteur interne			calorimètres				détecteur de muons			
détecteur	pixel	SCT	TRT	EM LAr	Tile	HEC LAr	FCal LAr	MDT	CSC	RPC	TGC
canaux	80 millions	6,3 millions	350k	170k	9.8k	5.6k	3.5k	350k	31k	370k	320k

Tableau 2.3 – *Nombre de canaux pour les sous-détecteurs d'ATLAS. Source : [26].*

2.4.1 Le détecteur interne

Dans les conditions nominales correspondant à une luminosité de $10^{34}\ cm^{-2}.s^{-1}$, environ 1000 particules émergent à chaque collision, soit une forte densité de traces, ce qui nécessite une excellente granularité pour reconstruire et identifier les traces (coordonnées $r\phi$ et z) de $p_T > 0,5\ GeV$ ainsi que les vertex primaires et secondaires. Le détecteur interne (Fig. 2.21), immergé dans un champ magnétique solénoïdal de 2 T, est composé de détecteurs à pixels, à micro-pistes de silicium (SCT pour Semi-Conductor Tracker) et à rayonnement de transition (TRT pour Transition Radiation Tracker) utilisant des pailles.

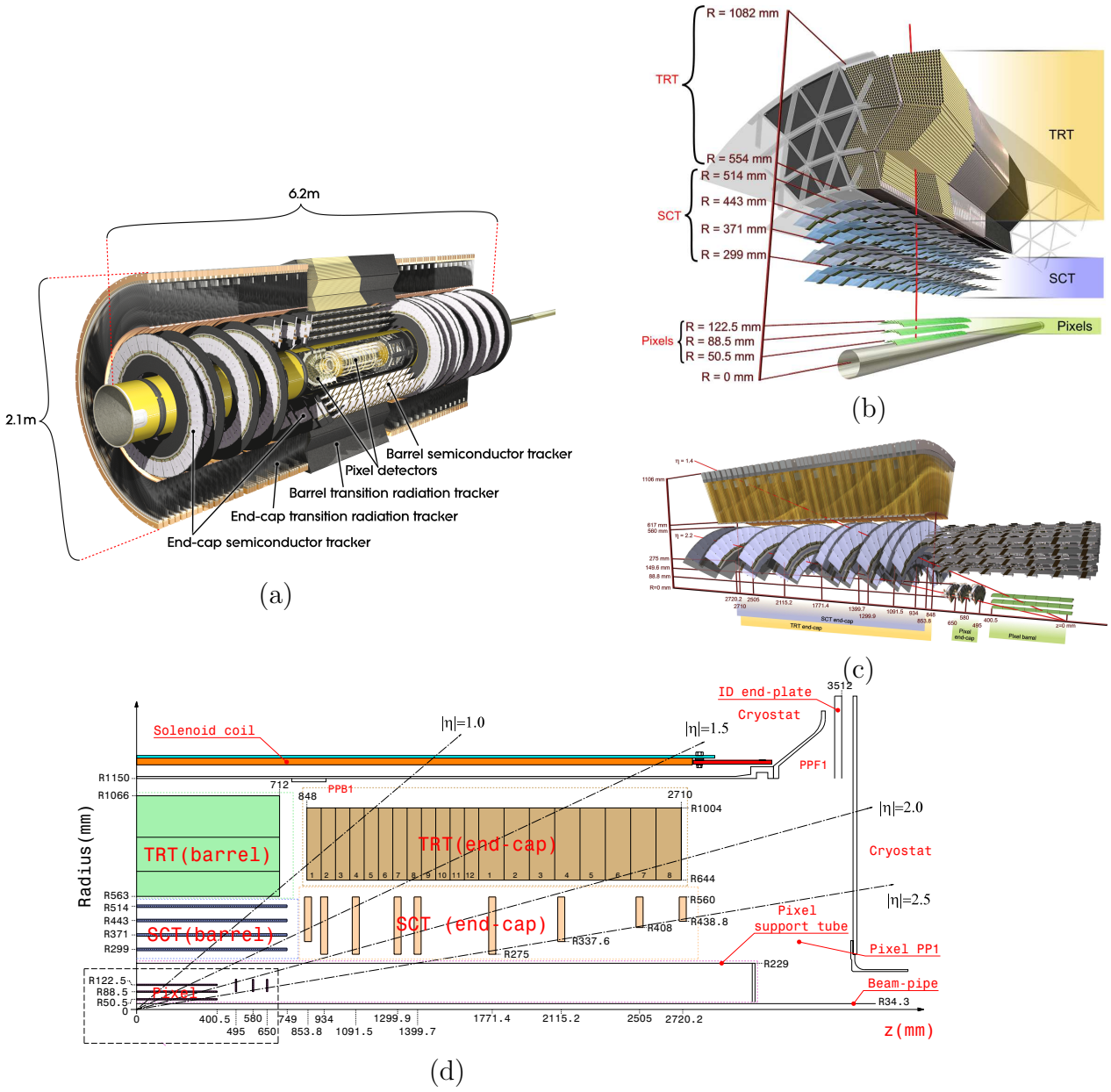


FIGURE 2.21 – *Vue générale (a) du détecteur interne, (b) tonneau, (c) bouchon et (d) d'un quart de section. Pour (d), les rayons pour le TRT tiennent comptent des structures. Source : [26].*

Un chevauchement des modules permet une bonne herméticité. La résolution dégressive en fonction de l'éloignement au point de collision est compensée par un plus grand nombre de points de mesure ainsi que le bras de levier constitué par une longueur de trace plus importante. Les couches sont disposées de manière à ce que chaque trace chargée interagit avec au moins trois couches de pixels, quatre couches de micropistes et une trentaine de couches de TRT. La résolution attendue est de $\sigma_{p_T}/p_T = 0,05\ p_T\ [GeV]\ \% \oplus 1\ \%$. La quantité de matière du détecteur interne (Fig. 2.22) engendre des conversions pour les photons. L'augmentation de la quantité de matière avec $|\eta|$ est due à plusieurs effets : un effet de variation de la longueur traversée dans les modules avec l'angle en $1/\sin\theta$, mais aussi l'augmentation de matière liée à l'apparition du TRT end-cap vers $|\eta| \approx 0,6$, et aux services pour les divers angles de couverture du détecteur.

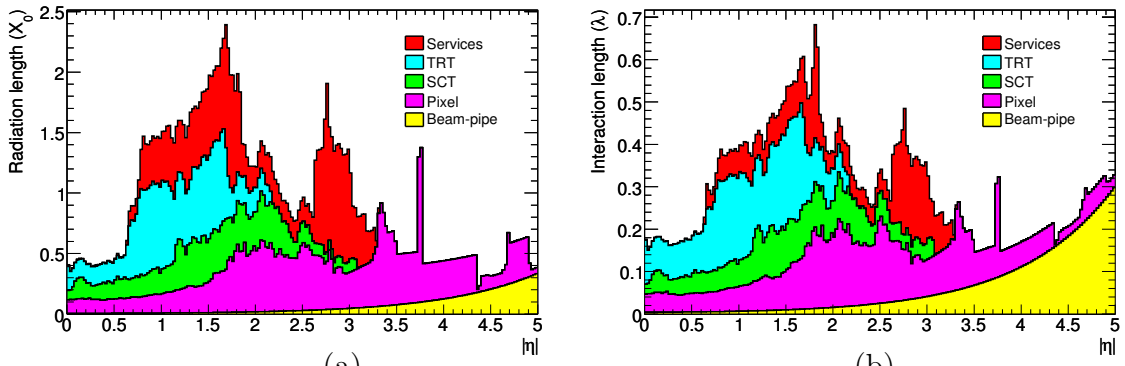


FIGURE 2.22 – *Distribution cumulative, intégrée en ϕ de la quantité de matière en longueurs de radiation ((a) X_0, (b) λ) du détecteur interne, avec les contributions des différents sous-détecteurs et services. Source : [26].*

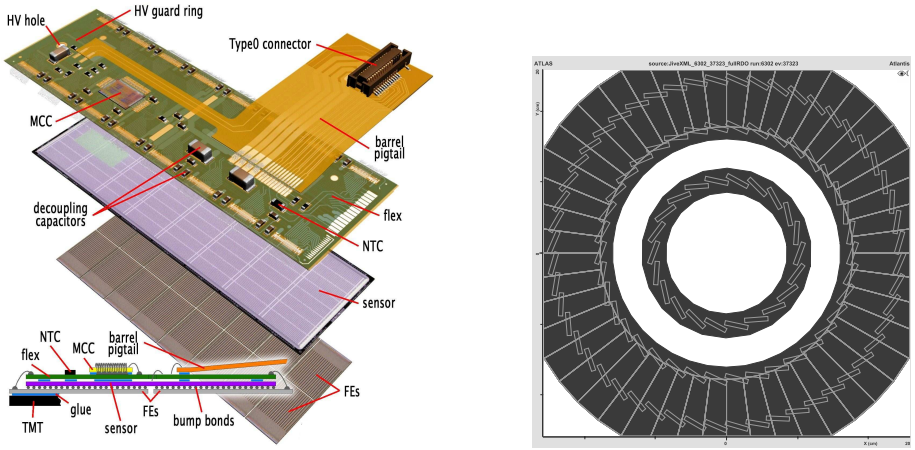
Le détecteur interne est immergé dans un champ magnétique de 2 T généré par un solénoïde, constitué d'une bobine supraconductrice parcourue par un courant de 7600 A. Un cryostat rempli d'hélium liquide, utilisé également pour refroidir la partie tonneau du calorimètre électromagnétique, maintient le système à basse température ($4,5\ K$).

FIGURE 2.23 – *Photographie du cryostat permettant de maintenir une basse température au solénoïde et au calorimètre électromagnétique tonneau. Source : [26].*

2.4.1.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur de vertex, dit à pixels, fournit en moyenne 3 points de mesure par trace dans le tonneau, et couvre la région $|\eta| \leq 2,5$. Il permet de reconstruire les vertex primaires et secondaires, d'identifier les particules à durée de vie intermédiaire, comme les particules provenant de l'hadronisation d'un quark b et les leptons τ, mais aussi les désintégrations de particules neutres en deux particules chargées (particules dites V^0 comme K^0, Λ^0, $\bar{\Lambda}^0$, et les conversions de photons) permettant de reconstruire la trajectoire des particules à proximité du point d'interaction. L'organisation spatiale des pixels, au nombre d'environ 80 millions, avec une taille de module la plus faible possible, minimise la quantité de matière répartie pour ne pas dégrader les mesures des détecteurs situés en aval. Afin de reconstruire le mieux possible les trajectoires, la couche interne, dite [17] couche b, est placée le plus près possible des faisceaux, à une distance d'environ 50 mm. Malgré la contrainte de résister aux radiations importantes qui existent à proximité des faisceaux, la détérioration de cette couche par l'ionisation nécessite de la changer après plusieurs années de fonctionnement. C'est l'objectif de la couche IBL, installée en mai 2014 (paragraphe 2.6).

Les modules (Fig. 2.24), chevauchés pour assurer une bonne hermiticité, sont constitués de pixels de silicium de dimensions $r\phi \times z = 50\ \mu m\ \times 400\ \mu m$ et d'une carte électronique de lecture, montés sur des structures en carbone fournissant un liquide de refroidissement. Lorsqu'une particule chargée ionise le silicium, les électrons libérés dérivent vers l'électronique de lecture, par application d'une haute tension. Les charges sont collectées par des sphères de connexion. L'utilisation de plusieurs plans permet de reconstruire la trajectoire de la particule. La résolution est de $\sigma_{r\phi} = 10\ \mu m$, $\sigma_z = 115\ \mu m$ dans le tonneau et de $\sigma_{r\phi} = 10\ \mu m$ et $\sigma_r = 115\ \mu m$ dans le bouchon.



(a) (b)

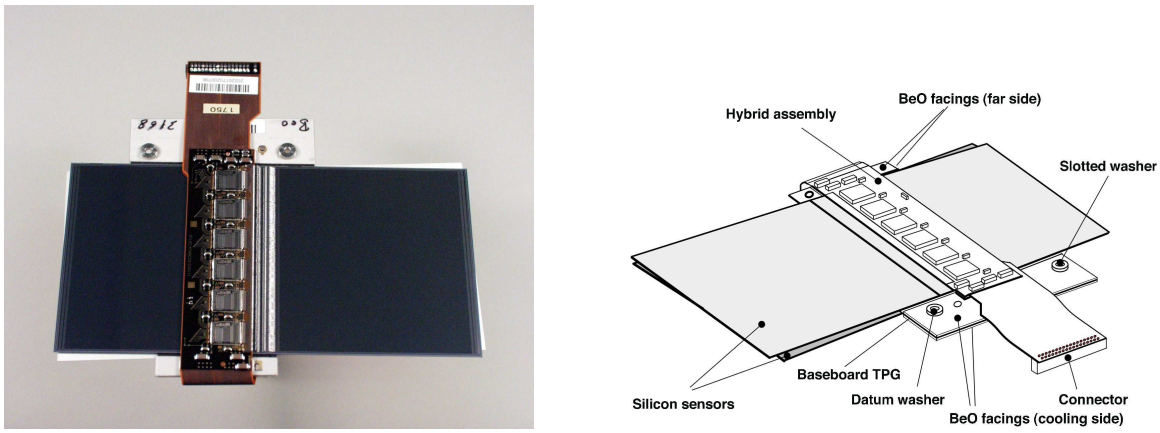
FIGURE 2.24 – *(a) Schéma d'un module pixel tonneau. Source : [26]. (b) Vue du chevauchement des pixels, à partir du programme de visualisation d'événements Atlantis.*

17. en raison de son importance pour identifier les particules issues de l'hadronisation d'un quark b.

2.4.1.2 Le détecteur à micropistes de semi-conducteurs (SCT)

Le détecteur SCT couvre la région $|\eta| \leq 2,5$ et fournit en moyenne 8 points de mesure (4 couches de 2 points par couche). Il participe aussi à la mesure du vertex et compte environ 6,3 millions de canaux de mesure.

Chaque module est constitué d'une couche de silicium et de micropistes de 80 μm de largeur. Lorsqu'une particule traverse le silicium, des électrons sont libérés et dérivent vers les micropistes par application d'une haute tension et sont collectés par une électronique de lecture. Deux réseaux de micropistes sont placés au-dessus de la couche de silicium avec un faible angle stereo de 40 $mrad$ (environ 2°), parallèles à l'axe des faisceaux pour le tonneau, et de façon radiale pour les bouchons, permettant de mesurer les deux coordonnées $r\phi$ et z. Les modules se chevauchent pour assurer une bonne herméticité, situés sur des couches concentriques dans le tonneau et sur des couronnes dans la partie bouchon. La résolution est de 17 μm dans le plan $r\phi$ pour la région tonneau et bouchon, et de 580 μm en z et en R respectivement dans le tonneau et le bouchon.



(a) (b)

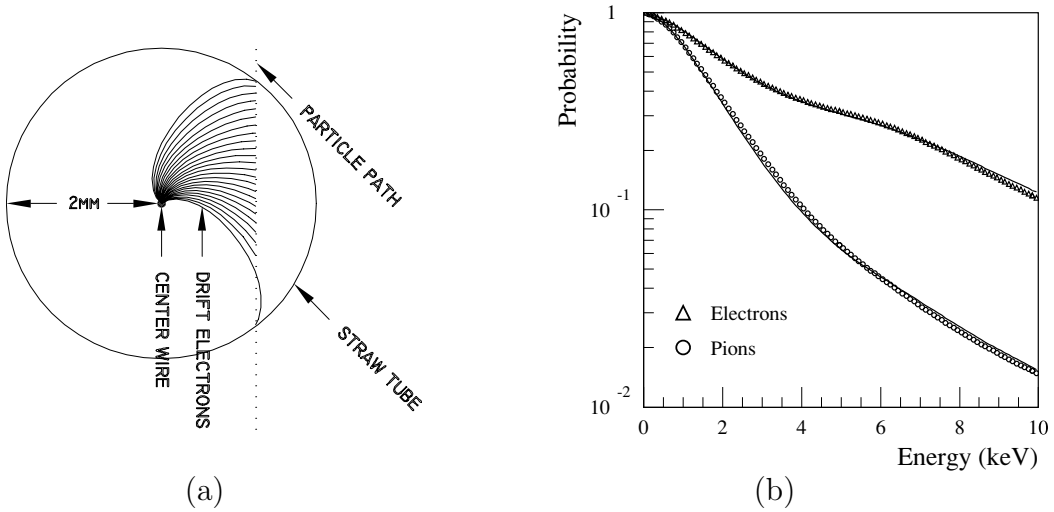
FIGURE 2.25 – *Photographie (a) et schéma (b) d'un module SCT tonneau. Le faible angle stereo est visible. Source : [26].*

2.4.1.3 Le détecteur à rayonnement de radiation (TRT)

Le détecteur TRT, couvrant la région $|\eta| \leq 2$, permet de mesurer la trajectoire des particules et de contribuer à leur identification, en utilisant une technologie à coût réduit et avec une densité de matière moindre que les sous-détecteurs situés en amont. Chaque trace est associée typiquement à 30 points de mesure. Il y a environ $350k$ canaux de lecture.

Lors du passage d'une particule chargée dans le détecteur à rayonnement de transition, le changement de densité de matière (radiateur) crée un rayonnement de transition de photons accompagnant sa trajectoire. La particule chargée ainsi que les photons traversent une paille de 4 mm de diamètre remplie d'un mélange gazeux de 70 % de Xénon, 20 % de méthane et 10 % de CO_2. En son centre, se trouve un fil anodique soumis à une haute

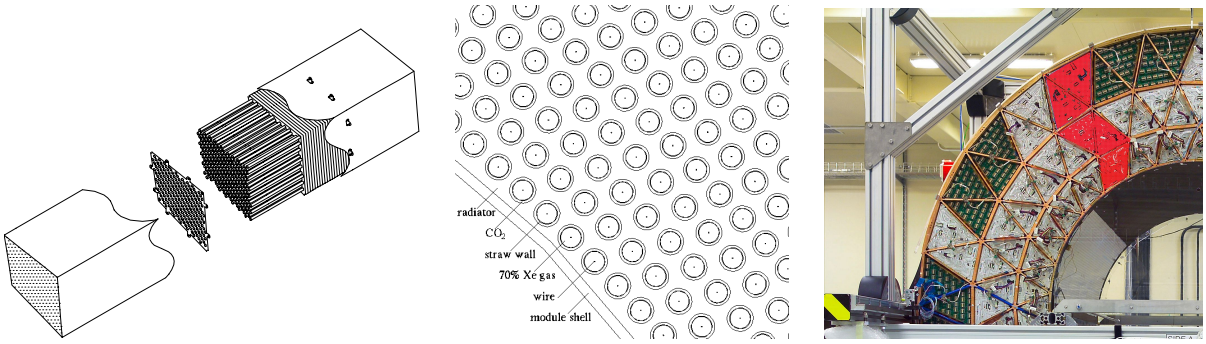
tension. Le fil et la paroi constituent respectivement l'anode et la cathode. Une ionisation du gaz se crée (Fig. 2.26a) le long de la trajectoire de la particule chargée et des photons. Les électrons produits sont collectés par l'anode, permettant de localiser l'interaction avec la particule. Le rayonnement de transition varie en fonction de la masse de la particule chargée traversant le milieu comme $\beta = E/m$, permettant d'identifier (Fig. 2.26b) les électrons qui déposent davantage d'énergie que les pions chargés, par exemple.



(a) (b)

FIGURE 2.26 – *(a) Dérive des électrons d'ionisation dans une paille TRT. Source : [14]. (b) Probabilité que le dépôt d'énergie dans les pailles excède le seuil indiqué, à partir de mesures de tests en faisceau. Les courbes correspondent à la simulation avec GEANT. Source : [23].*

Les pailles sont organisées en couches (Fig. 2.27) parallèles à l'axe des faisceaux dans le tonneau et radialement dans les bouchons. La résolution est de $\sigma = 130\ \mu m$.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.27 – *Organisation (a, b) du détecteur à rayonnement de transition. On distingue (a) de gauche à droite la coque externe, le plan d'alignement, les pailles, le radiateur, l'autre partie de la coque externe. Source : [15]. (c) Photographie d'un quart du système TRT tonneau durant son intégration. Source : [26]*

2.4.2 Le système de calorimétrie

Autour du détecteur interne se trouve le calorimètre (Fig. 2.28, 2.29) couvrant la région $|\eta| < 4.9$ et mesurant la direction et l'énergie des électrons, photons, jets, contribuant à la mesure de l'énergie transverse manquante. Le système est composé de calorimètres à échantillonnage, terme explicité ultérieurement : un calorimètre électromagnétique (tonneau dans la région $|\eta| < 1,475$, dit EMB pour ElectroMagnetic Barrel et bouchon dans la région $1,375 < |\eta| < 3,2$, dit EMEC pour ElectroMagnetic EndCap), un calorimètre hadronique tonneau (dans la région $|\eta| < 1,7$) et un calorimètre à l'avant (FCal pour Forward Calorimeter, dans la région $3,1 < |\eta| < 4,9$), utilisant chacun comme milieu actif de l'argon liquide, un calorimètre hadronique bouchon (dans la région $1,5 < |\eta| < 3,2$) utilisant comme milieu actif des tuiles scintillantes. Les calorimètres doivent mesurer précisément les gerbes électromagnétique et hadronique en évitant le plus possible une queue de gerbe par un hadron dans le détecteur à muon (dit punch-through). L'épaisseur totale du calorimètre électromagnétique est supérieure à 22 X_0 (longueurs de radiation) dans le tonneau et à 24 X_0 dans les bouchons. Pour le calorimètre hadronique à tuiles, il y a environ 10 λ (longueurs d'interaction) de matériel actif afin de permettre une bonne résolution des jets et pour abaisser le punch-through bien en-dessous du niveau irréductible de muons directs ou de désintégrations de muons. L'ensemble possède de l'ordre de 200000 canaux.

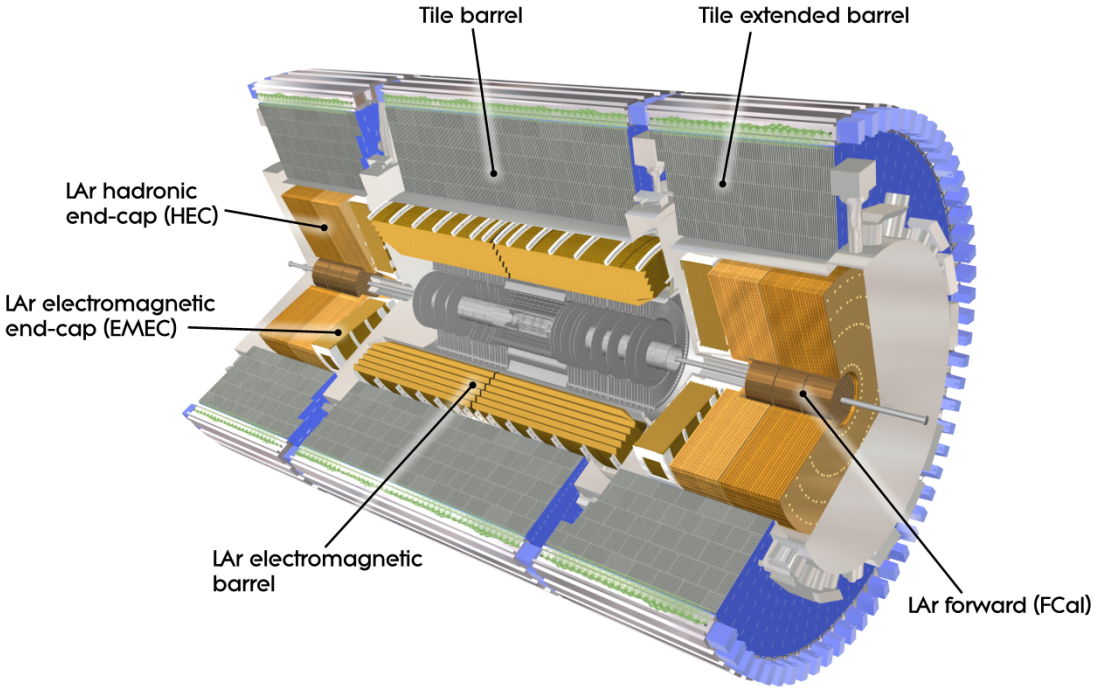


FIGURE 2.28 – *Organisation du système de calorimétrie. Source : [26].*

La couverture angulaire et granularité sont présentées dans le tableau 2.4.

	Barrel		**End-cap**	
EM calorimeter				
Number of layers and $\|\eta\|$ coverage				
Presampler	1	$\|\eta\| < 1.52$	1	$1.5 < \|\eta\| < 1.8$
Calorimeter	3	$\|\eta\| < 1.35$	2	$1.375 < \|\eta\| < 1.5$
	2	$1.35 < \|\eta\| < 1.475$	3	$1.5 < \|\eta\| < 2.5$
			2	$2.5 < \|\eta\| < 3.2$
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$ versus $\|\eta\|$				
Presampler	0.025×0.1	$\|\eta\| < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \|\eta\| < 1.8$
Calorimeter 1st layer	$0.025/8 \times 0.1$	$\|\eta\| < 1.40$	0.050×0.1	$1.375 < \|\eta\| < 1.425$
	0.025×0.025	$1.40 < \|\eta\| < 1.475$	0.025×0.1	$1.425 < \|\eta\| < 1.5$
			$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 < \|\eta\| < 1.8$
			$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 < \|\eta\| < 2.0$
			$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 < \|\eta\| < 2.4$
			0.025×0.1	$2.4 < \|\eta\| < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \|\eta\| < 3.2$
Calorimeter 2nd layer	0.025×0.025	$\|\eta\| < 1.40$	0.050×0.025	$1.375 < \|\eta\| < 1.425$
	0.075×0.025	$1.40 < \|\eta\| < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \|\eta\| < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \|\eta\| < 3.2$
Calorimeter 3rd layer	0.050×0.025	$\|\eta\| < 1.35$	0.050×0.025	$1.5 < \|\eta\| < 2.5$
Number of readout channels				
Presampler	7808		1536 (both sides)	
Calorimeter	101760		62208 (both sides)	
LAr hadronic end-cap				
$\|\eta\|$ coverage			$1.5 < \|\eta\| < 3.2$	
Number of layers			4	
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$			0.1×0.1	$1.5 < \|\eta\| < 2.5$
			0.2×0.2	$2.5 < \|\eta\| < 3.2$
Readout channels			5632 (both sides)	
LAr forward calorimeter				
$\|\eta\|$ coverage			$3.1 < \|\eta\| < 4.9$	
Number of layers			3	
Granularity $\Delta x \times \Delta y$ (cm)			FCal1 : 3.0×2.6	$3.15 < \|\eta\| < 4.30$
			FCal1 : $\sim$ four times finer	$3.10 < \|\eta\| < 3.15$,
				$4.30 < \|\eta\| < 4.83$
			FCal2 : 3.3×4.2	$3.24 < \|\eta\| < 4.50$
			FCal2 : $\sim$ four times finer	$3.20 < \|\eta\| < 3.24$,
				$4.50 < \|\eta\| < 4.81$
			FCal3 : 5.4×4.7	$3.32 < \|\eta\| < 4.60$
			FCal3 : $\sim$ four times finer	$3.29 < \|\eta\| < 3.32$,
				$4.60 < \|\eta\| < 4.75$
Readout channels			3524 (both sides)	
Scintillator tile calorimeter				
	Barrel		Extended barrel	
$\|\eta\|$ coverage	$\|\eta\| < 1.0$		$0.8 < \|\eta\| < 1.7$	
Number of layers	3		3	
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1×0.1		0.1×0.1	
Last layer	0.2×0.1		0.2×0.1	
Readout channels	5760		4092 (both sides)	

Tableau 2.4 – *Principaux paramètres du système calorimétrique d'ATLAS. Source : [26].*

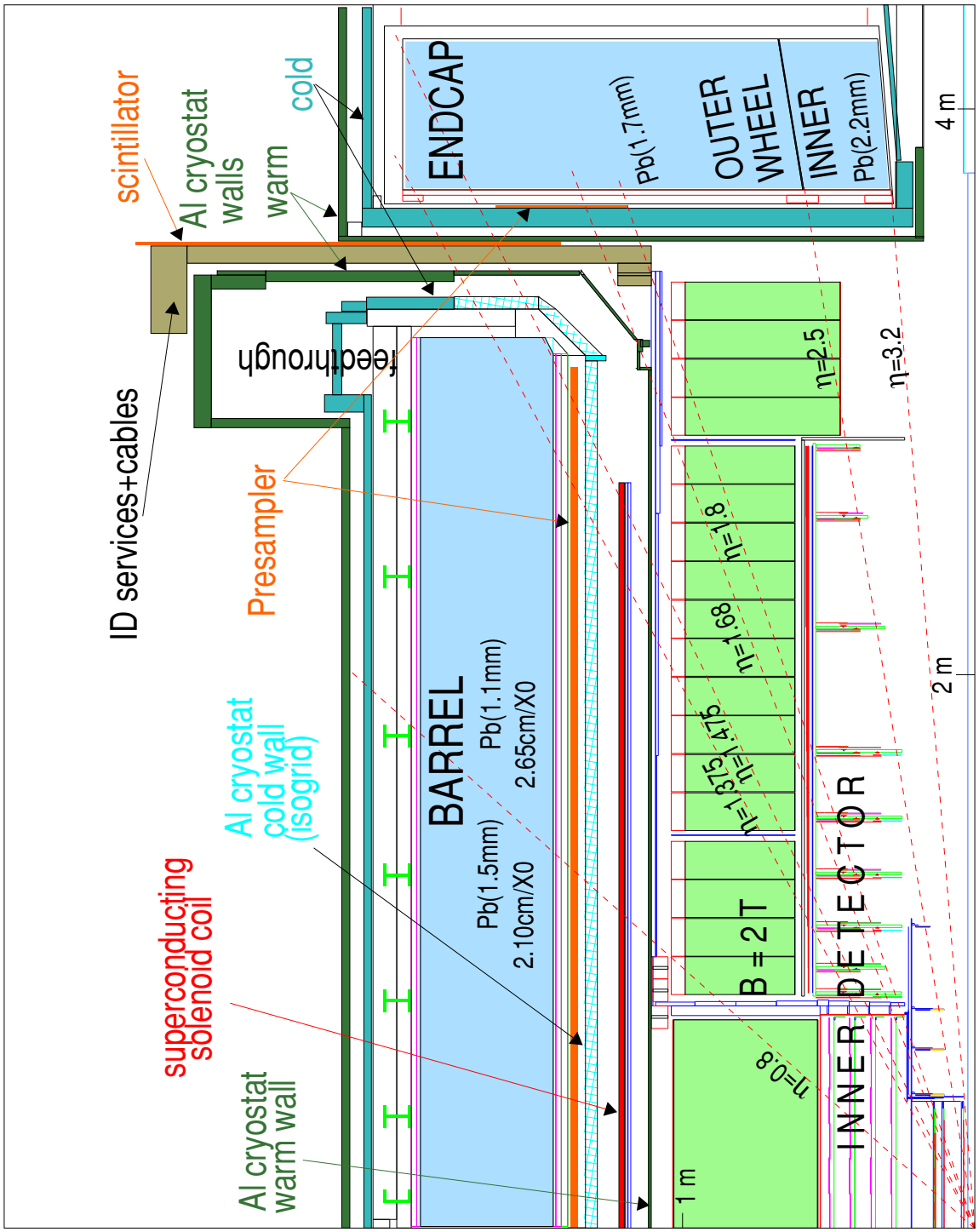


FIGURE 2.29 – *Vue longitudinale d'un quart de section du système de calorimétrie. Source : [10].*

Plusieurs choix s'offrent pour l'ordonnancement de la description du calorimètre, par exemple en fonction de la nature des particules à reconstruire ou en fonction de la technologie utilisée. C'est ce deuxième choix qui est proposé dans ce manuscrit.

2.4.2.1 Le calorimètre à argon liquide

Le calorimètre à argon liquide est basé sur le principe de l'échantillonnage (Fig. 2.30) par une structure d'alternance de milieu absorbant passif lourd et de milieu actif. L'absorbeur de différentes natures suivant le sous-détecteur, permet de faire perdre de l'énergie aux particules incidentes et de créer le long de leur trajectoire des particules secondaires (électrons, photons). Le milieu actif : l'argon liquide, est ionisé par les électrons secondaires, ce qui permet par l'intermédiaire du champ électrique produit par un système d'électrodes à haute tension de collecter les électrons, formant un courant dont l'amplitude initiale est proportionnelle à l'énergie perdue par la particule incidente, donc permettant de déduire l'énergie initiale de celle-ci en combinant plusieurs cellules. En raison de la mobilité bien plus importante des électrons par rapport aux ions sur l'échelle de temps de dérive des porteurs de charge, seuls les électrons dérivent vers l'électrode chargée positivement [18], tandis que les ions, qui dérivent vers la cathode (l'absorbeur), peuvent être considérés comme quasi-immobiles. Tant que l'énergie des particules incidentes est suffisante, le phénomène continue en cascade, donnant lieu à la création d'une gerbe électromagnétique. Les caractéristiques de la gerbe (extensions latérales, longitudinales, etc.) permettent l'identification des particules avec une certaine efficacité/réjection.

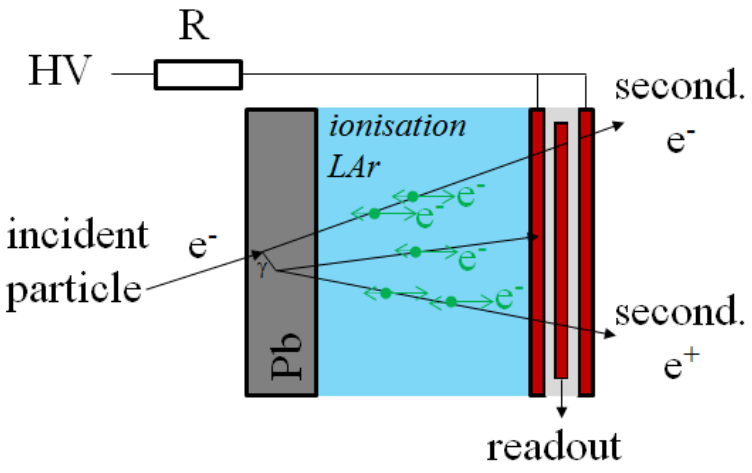


FIGURE 2.30 – *Schéma de principe du calorimètre à argon liquide pour un absorbeur de plomb.*

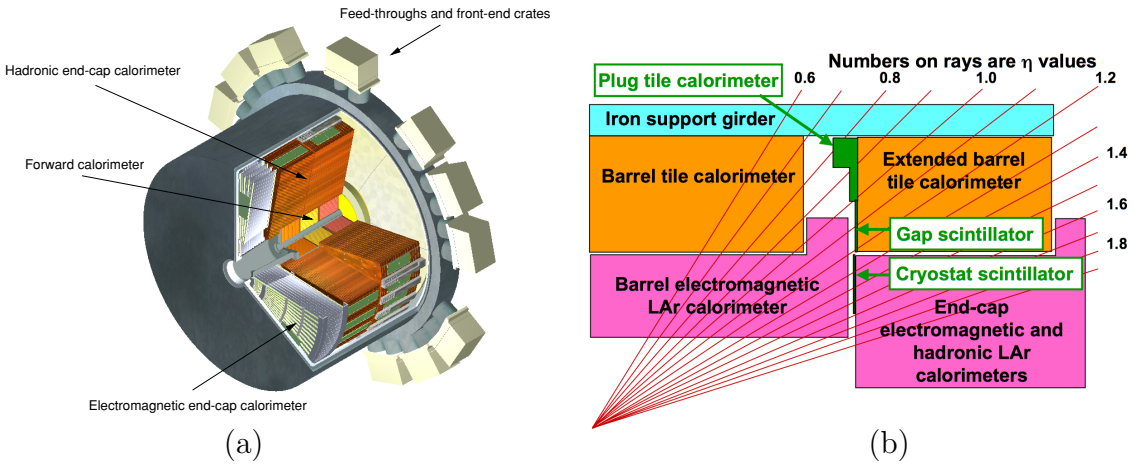
L'argon liquide est un gaz rare, inerte chimiquement par les couches électroniques périphériques complètes, ce qui l'empêche de capturer des électrons. La phase liquide permet une forte densité, donc de couvrir la gerbe électromagnétique avec une meilleure fraction d'échantillonnage et un bon rapport S/B. En conclusion, il a les propriétés d'une

18. appelée parfois génériquement électrode par abus de langage dans la littérature.

bonne stabilité aux radiations, une bonne uniformité de réponse, et peut s'adapter à la segmentation. Néanmoins, cet état de matière nécessite une basse température, d'où un cryostat, ce qui représente une zone non instrumentée.

En raison de la diminution du nombre d'électrons qui se déplacent dans le gap d'argon liquide au cours du temps, le courant diminue après avoir atteint un maximum (en 1 ns), d'où une forme triangulaire. Au cours de la dérive, les électrons peuvent, de façon aléatoire, se recombiner avec les ions, suivant la loi de Birks [27].

La région tonneau est divisée en deux parties avec un interstice de 4 mm en $z = 0$. Une région de transition (Fig. 2.31) existe entre les calorimètres tonneau et bouchon pour permettre l'acheminement des câbles, services et alimentation du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique tonneau. Pour prendre en compte l'énergie perdue par la matière morte que constitue cette zone inactive, des scintillateurs de gap et de cryostat sont utilisés, avec une couverture en ϕ. En outre, sur les cryostats des calorimètres bouchons se trouvent des scintillateurs (MBTS), utilisés pendant la phase de prise de données à basse luminosité, pour pouvoir déclencher sur les événements de biais minimal. Au delà d'un certain temps ou à grande luminosité, les radiations subies par ces scintillateurs, situés dans des régions fortements irradiées, les rendent inutilisables.



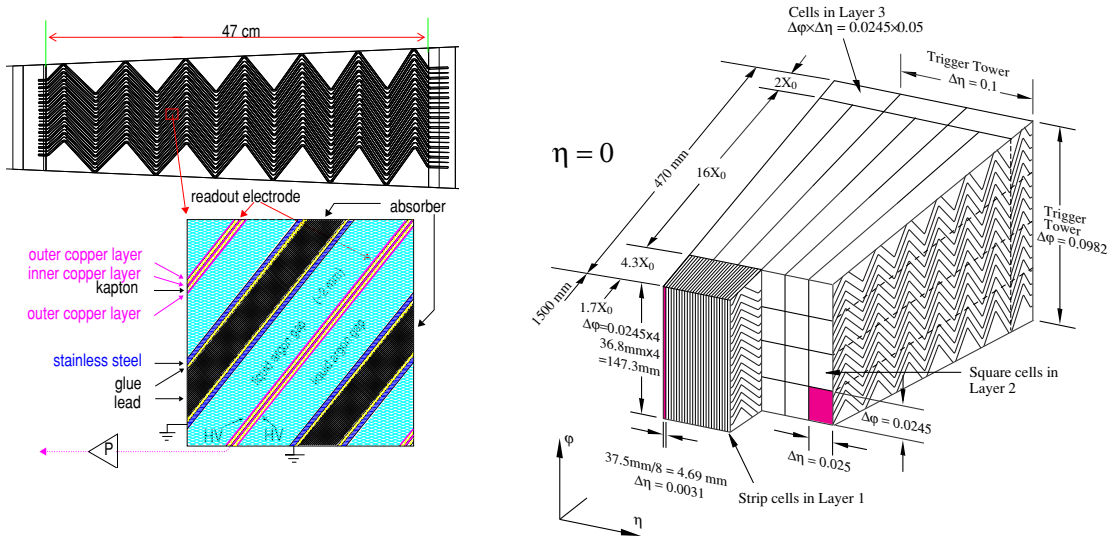
(a) (b)

FIGURE 2.31 – *(a) Schéma vu en coupe du cryostat bouchon. (b) Schéma de la région de transition entre les cryostats tonneau et bouchon, avec les scintillateurs de gap et de cryostat. Source : [26].*

Le calorimètre à argon liquide est rempli depuis 2006. Le refroidissement est assuré par 3 cryostats maintenant une température d'environ 88,5 K : un central pour le calorimètre électromagnétique tonneau, deux bouchons pour les bouchons des calorimètres électromagnétique, hadroniques et le calorimètre à l'avant. Des traverses (feed-throughs) sur le cryostat permettent le passage des câbles d'acheminement des signaux, lignes de monitorage, calibration, etc. de la zone de l'argon liquide, à basse température, jusqu'aux zones des châssis d'acquisition, à température ordinaire.

2.4.2.1.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie des particules de nature électromagnétique (électrons, positrons, photons, jets). Chaque cellule du calorimètre (Fig. 2.32a), projective [19] en η, c'est-à-dire que les cellules pointent vers l'origine du détecteur, contient plusieurs structures constituées d'absorbeurs, d'électrodes et d'un gap d'argon liquide avec une géométrie en accordéon (Fig. 2.33) pour maximiser l'acceptance du détecteur. Une structure isolante constituée d'alvéoles en forme de nid d'abeille permet de maintenir un espace constant entre les absorbeurs et électrodes. Afin de permettre une bonne identification des particules grâce à la forme de la gerbe (extensions latérales, longitudinales, etc.), dans la région dédiée à la physique de précision ($|\eta| < 2,5$), le calorimètre électromagnétique est segmenté en trois compartiments longitudinaux (Fig. 2.32b) : un premier compartiment en amont, dit compartiment avant, de faible extension, pour mesurer le début de la gerbe électromagnétique et distinguer les π^0 des photons, un second compartiment, dit compartiment intermédiaire (middle), de grande extension, pour mesurer la majeure partie de la gerbe, et un troisième compartiment, dit compartiment arrière (back), d'extension faible, pour mesurer la queue de gerbe.



(a) (b)

FIGURE 2.32 – *(a) Structure en accordéon permettant une herméticité maximale en ϕ du détecteur. Source : [10]. (b) Structure en compartiments du calorimètre électromagnétique tonneau. Source : [26].*

19. Cependant, le passage de services pour le détecteur interne s'étant avéré plus important que initialement prévu, le bouchon a été décalé de 4 *cm* par rapport à la position nominale, ce qui est pris en compte dans la simulation, et traité comme une différence d'alignement.

Si les paramètres du circuit électrique équivalent au transfert de la voie de lecture jusqu'au préamplificateur ont des paramètres selfiques et capacitifs trop importants, le temps de réponse sera limité. Dans une géométrie traditionnelle hypothétique, sans accordéon, des électrodes et absorbeurs correspondant à des empilements perpendiculaires à la particule incidente (Fig. 2.33a), les signaux doivent être extraits du calorimètre et transférés par des connections jusqu'au bout du module pour atteindre le préamplificateur. Ce circuit engendre des constantes de temps trop élevées du circuit, en plus d'engendrer des espaces morts, ce qui limite la granularité. Dans une géométrie où les absorbeurs et électrodes sont pliées en accordéon [28] (Fig. 2.33b), en revanche, il n'est plus nécessaire de disposer de longues connections, en particulier les signaux peuvent être extraits en amont et en aval, et les électrodes se comportent comme des lignes de transfert, tout en minimisant l'espace mort.

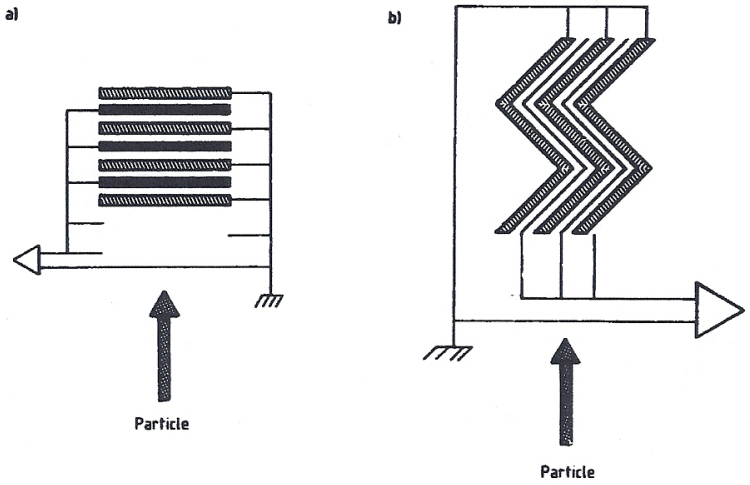


FIGURE 2.33 – *Concept d'un calorimètre avec une géométrie d'électrodes (a) parallèles ou (b) pliées en accordéon. Source : [29].*

Les figures 2.34 et 2.35 présentent les électrodes avant et après pliage.

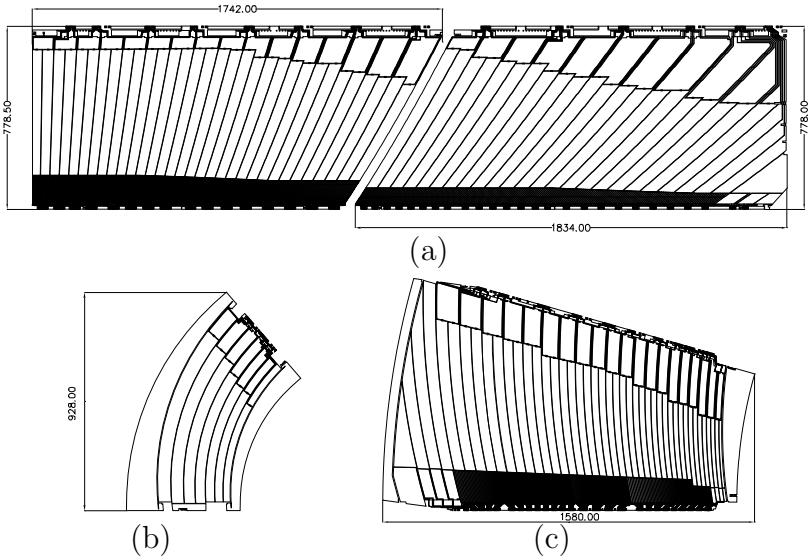
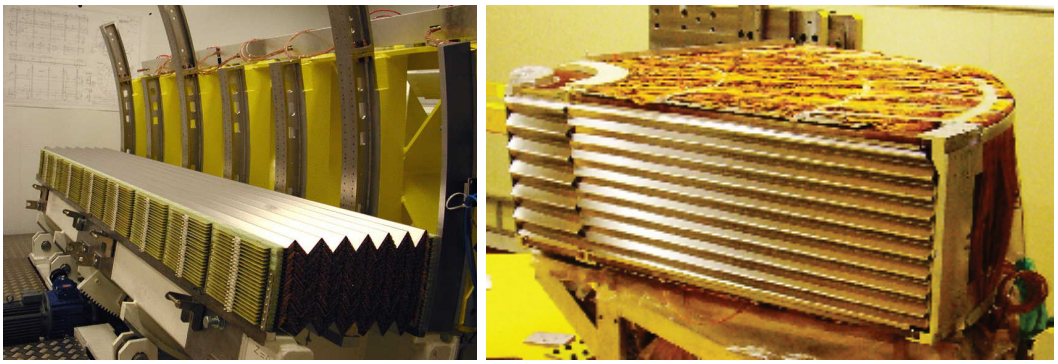


FIGURE 2.34 – *Schéma : (a) électrodes (gauche : de type A, droite : de type B) du calorimètre électromagnétique tonneau avant pliage avec vue des différents compartiments (2 ou 3 suivant les électrodes). (b, c) Electrodes bouchon interne (b) et externe (c). Source : [26].*



(a) (b)

FIGURE 2.35 – *Photographie des absorbeurs du calorimètre électromagnétique à argon liquide pour le tonneau (a) et le bouchon (b). Source : [26].*

En raison de la quantité de matière importante dans le détecteur interne, notamment par les structures de support, électronique, etc., la gerbe électromagnétique peut s'initier avant le début du calorimètre électromagnétique. Pour mesurer ce début de gerbe, un pré-échantillonneur se trouve légèrement en amont du calorimètre électromagnétique. Il couvre la région $|\eta| < 1,8$ et permet de corriger au niveau de la reconstruction l'énergie perdue en amont par les électrons, positrons et photons. Le principe est le même que

le calorimètre électromagnétique, si ce n'est qu'il ne comporte pas d'absorbeur explicite, l'absorbeur naturel étant la quantité de matière en amont. Il est constitué d'électrodes baignant dans de l'argon liquide.

Dans la région bouchon, la structure a une géométrie orthogonale plus complexe car l'empilement des modules ne peut pas se faire en gardant constant le gap d'argon liquide. Cela conduit à diviser cette partie en deux roues concentriques. La roue externe couvre la région $1,375 < |\eta| < 2,5$ avec une segmentation similaire à celle du tonneau. La roue interne couvre la région $2,5 < |\eta| < 3,2$ avec une segmentation plus simple que pour le tonneau.

2.4.2.1.2 Le bouchon hadronique (HEC)

Le bouchon hadronique (Fig. 2.36), placé derrière les roues EMEC, couvre la région $1,5 < |\eta| < 3,2$. Comme le milieu actif choisi est l'argon liquide, les cryostats bouchons contiennent les roues électromagnétiques et hadroniques. En effet, l'utilisation de scintillateurs dans cette région fortement irradiée serait problématique, la lumière émise variant lorsqu'ils sont fortement irradiés. Le milieu passif choisi est le cuivre. Les plaques de cuivre sont disposées transversalement aux faisceaux et séparées par un interstice de l'ordre de la dizaine de mm, au milieu duquel se trouve une électrode de lecture. Cette structure permet d'avoir des interstices petits, donc un champ électrique intense tout en conservant des hautes tensions raisonnables de l'ordre de 2 kV. Le temps de collection des signaux est alors court.

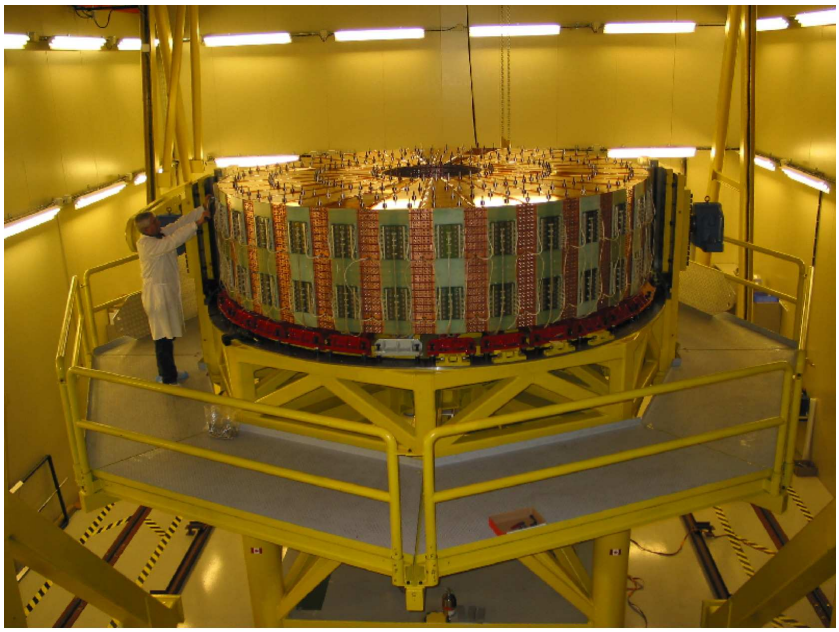


FIGURE 2.36 – *Photographie d'une roue HEC assemblée. Source : [26].*

2.4.2.1.3 Le calorimètre avant (FCal)

Le calorimètre avant couvre la région $3,1 < |\eta| < 4,9$. Par la couverture angulaire ainsi atteinte, il contribue à bien mesurer l'énergie tranverse manquante. Dans cette région, la radiation est très importante, ce qui nécessite des absorbeurs de grande résistance. Dans cette région avec une présence importante de particules, pour éviter l'empilement des espaces de charges, des interstices très fins (de l'ordre de 300 μm) d'argon liquide sont percés dans l'absorbeur (Fig. 2.37).

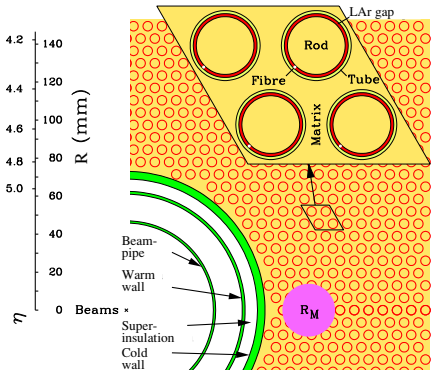
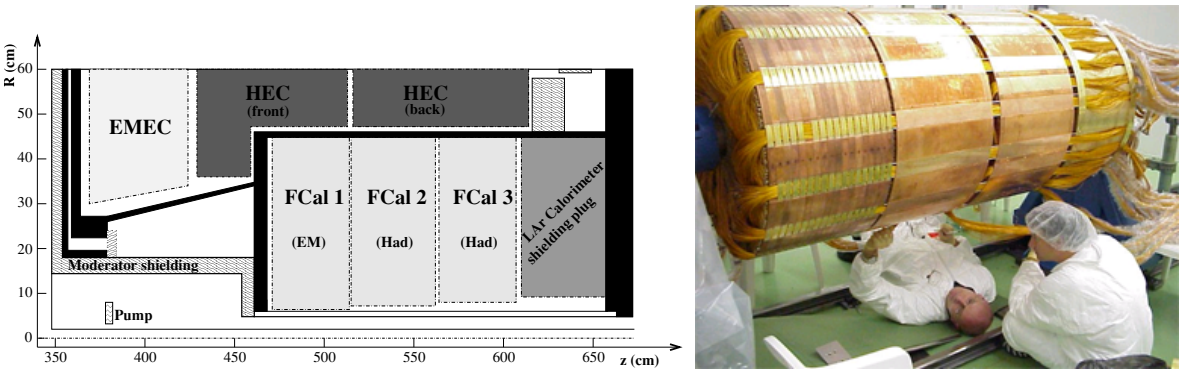


FIGURE 2.37 – *Structure du FCal (pour le premier module) avec une matrice de tubes de cuivre remplis d'un intervalle d'argon liquide. Le disque solide R_M représente le rayon de Molière typique de la gerbe. Source : [26].*

Le sous-détecteur est constitué de 3 modules (Fig. 2.38) utilisant différents milieux absorbeurs. Le premier module, électromagnétique, utilise pour absorbeur du cuivre, les deux suivants, hadroniques, utilisent du tungstène, milieu très dense permettant d'arrêter les gerbes de haute énergie et d'éviter les fuites d'énergie en dehors du détecteur. Une région non instrumentée et un bouclier sont situés en aval pour réduire le bruit de fond dans le spectromètre à muons et le protéger.



(a) (b)

FIGURE 2.38 – *(a) Organisation spatiale des modules. Source : [26]. (b) Assemblage des modules FCal. Source : [26].*

2.4.2.1.4 Le système électronique du calorimètre à argon liquide

La calibration des objets électromagnétiques au niveau cellule consiste à établir l'énergie de la cellule du calorimètre électromagnétique à partir du courant collecté par les électrodes. Le gain de la chaîne d'électronique établit le lien entre le courant et l'amplitude du signal numérisé (en coups *ADC* pour Analogic to Digital Convertor) tandis que les tests en faisceaux et simulation établissent le coefficient entre amplitude et énergie. La figure 2.39 présente le synoptique de l'électronique de l'argon liquide.

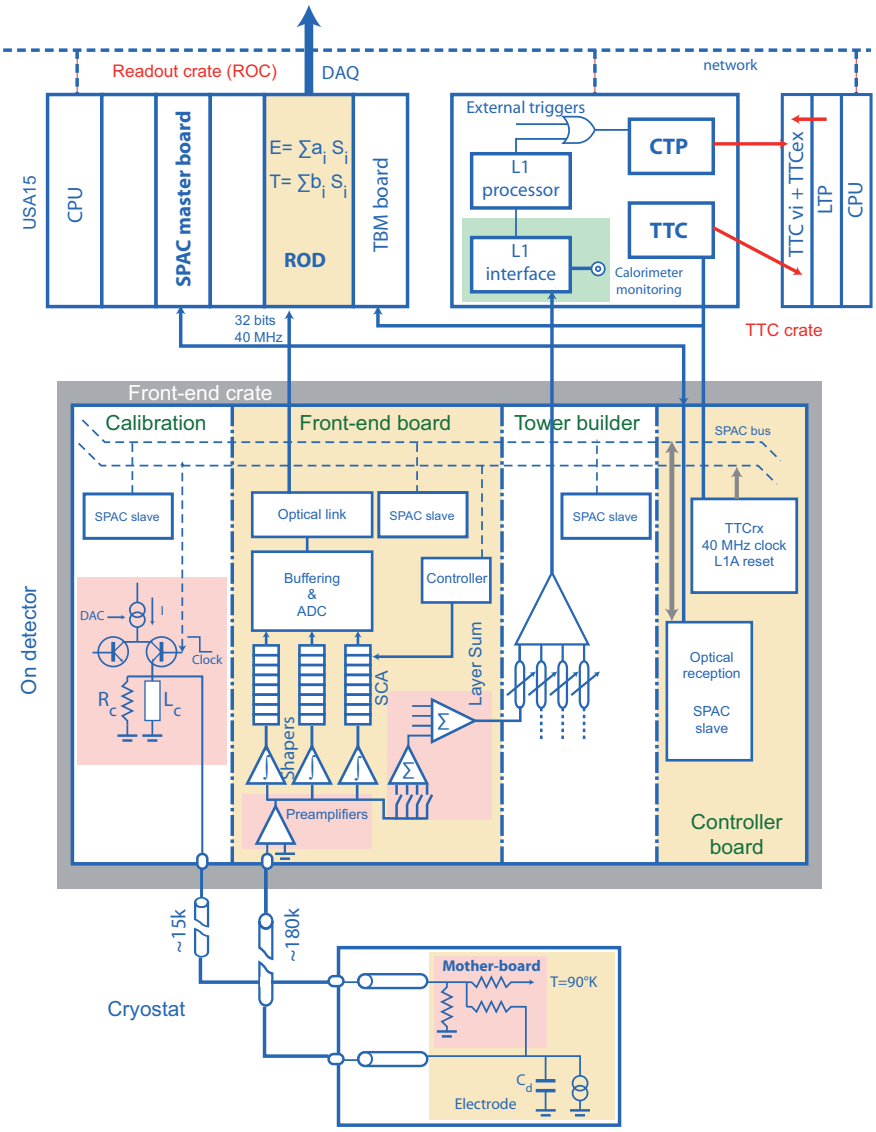


FIGURE 2.39 – *Synoptique de la chaîne d'électronique du calorimètre à argon liquide pour la partie électromagnétique. Il existe de légères modifications sur la localisation de la carte de calibration et des préamplificateurs pour le HEC et le FCal. Source : [26].*

Le temps de dérive est de l'ordre de 600 ns pour un gap de 2 mm d'argon liquide avec une haute tension de 2 kV, ce qui est trop long (empilement) par rapport à la conception nominale d'une collision toutes les 25 ns au LHC. Les cartes d'acquisition (FEB pour Front End Board) situées dans des châssis (FEC pour Front End Crate) amplifient [20] et mettent en forme (Fig. 2.40) le signal électrique triangulaire [21] issu de l'électrode en un signal bipolaire [22], ce qui permet d'avoir l'information sur l'énergie du signal dans un temps plus court de l'ordre de 100 ns. Les cinq premiers échantillons [23] permettent de reconstruire sa forme, notamment son amplitude, qui est proportionnelle à la charge totale collectée. Par cette mise en forme, la probabilité d'un empilement lié à l'arrivée d'une autre particule, qui produit une sommation des énergies, est diminuée. Si l'intégration du signal est trop faible, le rapport signal sur bruit n'est pas très bon, si l'intégration est trop élevée, d'autres croisements de faisceaux peuvent produire un empilement de signal.

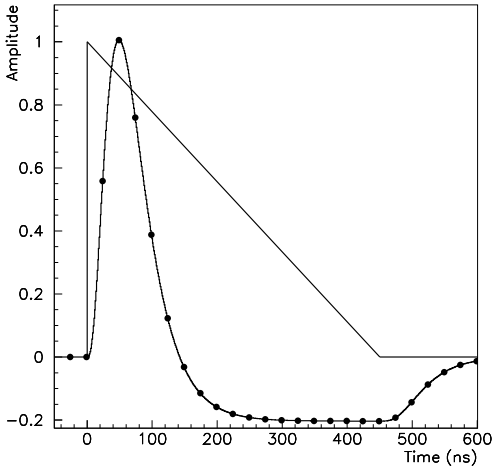


FIGURE 2.40 – *Simulation de l'amplitude en fonction du temps du courant dans une cellule tonneau du calorimètre électromagnétique (signal triangulaire) et signal de sortie de la carte d'acquisition après mise en forme pour réduire les risques d'empilement de signaux provenant de différentes collisions. Les points du signal mis en forme sont échantillonnés toutes les* 25 ns. *Source : [11].*

20. par trois gains en parallèle : haut gain de l'ordre de 100, gain moyen de l'ordre de 10, gain faible de l'ordre de 1. Seul un gain est sélectionné a posteriori en fonction du seuil en coups ADC avec le gain moyen, afin d'avoir le meilleur compromis entre précision et gamme dynamique.

21. $I(t) = \frac{Q_0}{t_d}\left(1 - \frac{t}{t_d}\right)$ où t_d est le temps moyen de dérive des électrons dans l'argon liquide, de l'ordre de 450 ns, et Q_0 est la charge déposée dans l'argon liquide.

22. c'est-à-dire à deux "pôles", ou valeurs positive et négative, d'intégrale nulle.

23. Cinq échantillons sont utilisés pour les études de physique, mais davantage peuvent être utilisés pour des études spéciales.

Le signal mis en forme est ensuite stocké dans des pipelines analogiques pendant que le système de déclenchement de niveau 1 prend sa décision. La carte Tower Builder construit le signal de déclenchement, et l'envoie vers le châssis de déclenchement de niveau 1. Dans celui-ci, le processeur central de déclenchement (CTP pour Central Trigger Processor) prend sa décision et l'envoie à la carte contrôleur située dans le châssis FEC qui la transfère aux FEB, outre les signaux d'horloge en provenance du système TTC, autorisant le cas échéant la conversion analogique-numérique du signal en attente dans la pipeline analogique. La carte contrôleur permet également d'acheminer les informations de configuration des FEB par un bus dédié dit SPAC (Serial Protocol for the ATLAS Calorimeter) reproduisant les instructions de la carte maître SPAC située dans le châssis de prétraitement. Le signal numérisé est envoyé par un lien optique vers le châssis de prétraitement des données. Dans celui-ci, les cartes ROD (Read Out Drivers) reconstruisent l'énergie et les informations de temps de la cellule par un processeur de traitement numérique du signal (DSP pour Digital Signal Processing), en utilisant la technique de filtrage optimal [30] :

$$A = \sum_{i=1}^{n_{samples}} a_i(s_i - ped) \qquad A\times\tau = \sum_{i=1}^{n_{samples}} b_i(s_i - ped) \qquad Q = \sum_{i=1}^{n_{samples}} (s_i - ped - E(g_i - \tau g'_i))$$

où A est l'amplitude du signal d'une cellule en coups ADC, τ le temps du pic, Q un facteur de qualité[24] semblable à un χ^2, caractérisant l'accord entre le signal enregistré et la forme prédite, pour le signal mis en forme discrétisé en n échantillons s_i, typiquement 5, ped la valeur du piédestal de la voie électronique de lecture correspondant, c'est-à-dire la valeur moyenne des s_i en l'absence de signal, le bruit électronique étant la dispersion de l'énergie reconstruite, g_i et g'_i la forme du signal d'ionisation normalisé et sa dérivée par rapport au temps. Le facteur de qualité permet de détecter et éliminer les cellules bruyantes, ce qui permet de diminuer le taux de faux objets et de fausse énergie. L'évaluation des poids a_i et b_i, correspondant aux coefficients de filtrage optimal, est obtenue en minimisant la dispersion des quantités A et $A\times\tau$ provenant du bruit d'électronique et de l'empilement, par des mesures de test en faisceau. Le piédestal est encodé par une amplitude numérique de l'ordre de 1000 ADC, ce qui permet de mesurer la partie négative de la forme bipolaire. Deux méthodes sont considérées pour l'estimation des coefficients de filtrage optimal. La méthode RTM [31] (Response Transformation Method), utilisée de manière nominale pour la reconstruction, prédit la forme du signal physique à partir de la convolution du signal de calibration par des fonctions prenant en compte de la différence de forme et de points d'injection dans le détecteur, où les paramètres de ces fonctions sont extraits de l'analyse des signaux de calibration. L'analyse du signal sur un long temps de dérive permet de contrôler, pour le prendre en compte, la taille d'espace d'argon liquide par rapport à d'éventuelles déformations mécaniques.

24. à ne pas confondre avec le facteur de qualité introduit dans le domaine de traitement du signal et en électronique.

L'énergie reconstruite dans une cellule s'écrit :

$$E_{cell} = \underbrace{\sum_{i=1}^{n_{samples}} a_i(s_i - ped)}_{ADC} \cdot G_{ADC\to DAC} \cdot \left(\frac{M_{phys}}{M_{calib}}\right)^{-1} \cdot F_{DAC\to\mu A} \cdot F_{\mu A\to MeV} \qquad (2.3)$$

faisant apparaître :

— l'énergie mesurée par la technique de filtrage optimal à partir du signal exprimé en coups ADC.
— le gain $G_{ADC\to DAC}$ en trois versions : faible, moyen, haut.
— la correction $\left(\frac{M_{phys}}{M_{calib}}\right)^{-1}$ pour tenir compte de la différence entre un signal de calibration et d'ionisation réelle, pour diverses raisons : signal de calibration de forme exponentielle au lieu de la forme triangulaire pour une particule chargée, distorsion du signal de calibration par rapport à celui de l'ionisation en raison d'une différence du point d'injection du signal, effets parasites des inductances des câbles véhiculant le signal de calibration. Le rapport du maximum du signal électrique mesuré par le calorimètre électromagnétique pour le signal physique et celui de calibration.
— la correspondance $F_{DAC\to\mu A}$ entre l'amplitude DAC du convertisseur analogique numérique et le courant injecté correspondant
— la correspondance $F_{\mu A\to MeV}$ entre le courant collecté par l'électrode de lecture et l'énergie déposée dans l'argon liquide, tenant compte de la simulation par Geant 4, des fractions d'échantillonnage et des mesures de tests en faisceaux.

Pour calculer les paramètres nécessaires à cette formule, différents runs sont nécessaires. Des runs spécifiques de calibration sont procédés pendant la prise de données. La carte de calibration, située dans le châssis FEC, permet d'injecter un signal de calibration à partir d'un convertisseur numérique analogique en unités de DAC (Digital To Analogic Convertor) alimentant un circuit $R - L$. La décharge produit un signal exponentiel décroissant imitant le signal triangulaire. Le signal est alors injecté aux électrodes à travers une résistance d'injection, jusqu'à sa transformation en coups ADC par l'électronique de lecture. Les runs de piédestaux consistent à établir des déclenchements aléatoires en l'absence de signal injecté dans les cellules du calorimètre, donc en l'absence de faisceaux, afin de mesurer le piédestal. Les runs de rampes utilisent l'injection d'un courant croissant linéairement pour déterminer les trois gains $ADC = f(DAC)$ de chaque cellule. Les runs de délai permettent de déterminer les formes des impulsions en injectant un signal d'amplitude fixe dont le délai pour la lecture est variable. Différents effets influencent les paramètres du signal collecté par les électrodes, donc l'énergie reconstruite. Les variations de la température de l'argon liquide provoquent un changement de la vitesse de dérive des électrons, mais également de façon moindre, modifient la densité du milieu actif. Des sondes de température prenant des mesures à des intervalles de l'ordre de la minute permettent de monitorer l'évolution. Les irradiations peuvent provoquer un dégazage des matériaux du calorimètre, ce qui modifierait la composition de l'argon liquide. Un monitorage de pureté est réalisé avec des intervalles de l'ordre de 15 min à partir de sondes

radioactives situées dans les cryostats.

Le signal électrique d'une cellule est affecté par un phénomène de couplage aux cellules adjacentes par les électrodes ou la chaîne d'électronique, par effet résistif, capacitif ou inductif, dit de diaphonie (crosstalk). Le crosstalk modifie la forme du signal d'une cellule, modifiant son énergie et le temps du pic. Dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique, le crosstalk à effet capacitif est important. Entre les compartiments avant et milieu, le crosstalk provient principalement des résistances sur les électrodes hautes tensions. Dans les compartiments du milieu et arrière, la source principale du crosstalk est l'effet inductif entre les cellules et le retour à la masse tandis que le couplage capacitif est négligeable. Les coefficients de filtrage optimal tiennent compte du crosstalk, devant être mesuré. Pour cela, un signal de calibration imitant un signal physique est envoyé à un canal du calorimètre électromagnétique et sa réponse est mesurée. Différentes définitions de crosstalk existent (Fig. 2.41) : pic à pic par le rapport entre l'amplitude du signal de crosstalk (X_{max}) à celui du signal original (V_{max}), sous le pic par le rapport entre l'amplitude du signal de crosstalk ($X(T_{max})$) et original (V_{max}), au temps du pic de ce dernier. La définition sous le pic est la plus naturelle car reliée au changement de l'amplitude du signal du pulse. Néanmoins, il dépend de la forme exacte du signal de crosstalk ce qui introduit des fluctuations. La définition pic à pic fournit une valeur de crosstalk surestimée donc fournit une limite supérieure, mais permet une meilleure compréhension du phénomène. Des corrections sont prises en compte pour modéliser cette diaphonie.

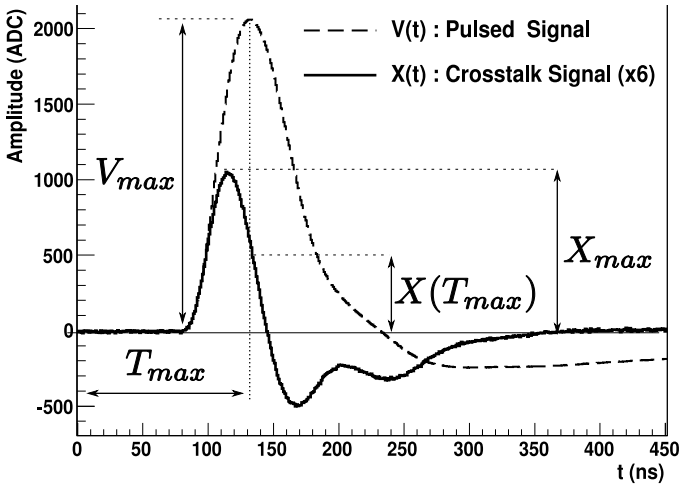
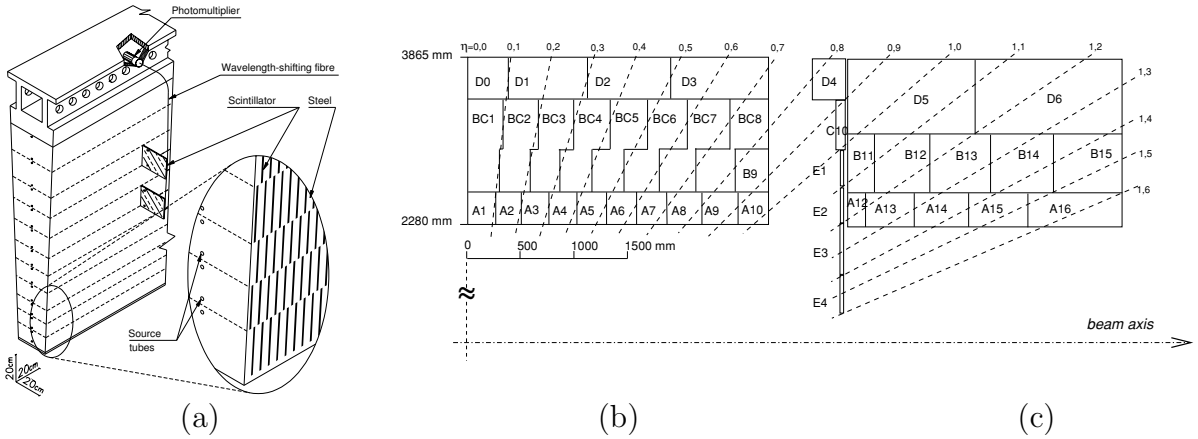


FIGURE 2.41 – *Illustration de deux types de définition du crosstalk, pic à pic : X_{max}/V_{max} et sous le pic : $X(T_{max})/V_{Max}$. Source : [32].*

2.4.2.2 Le calorimètre hadronique à tuiles

Le calorimètre hadronique mesure l'énergie des particules ayant subi une hadronisation (jets). La longueur d'interaction des hadrons est un ordre de grandeur plus grande pour les hadrons que pour les électrons et photons, de sorte que davantage de matière est nécessaire pour arrêter les hadrons, justifiant que le calorimètre hadronique se trouve en aval du calorimètre électromagnétique. Il est constitué de différentes parties : le calorimètre à tuiles (tonneau), les calorimètres hadroniques bouchons et les deux modules hadroniques du calorimètre avant. Seul le premier calorimètre n'a pas été décrit jusqu'à présent. Le calorimètre à tuiles tonneau est composé d'une partie centrale, couvrant la région $|\eta| < 1,0$ et de deux extensions couvrant la région $0,8 \leq |\eta| \leq 1,7$ séparées de la partie centrale par un interstice de 68 cm. Le détecteur est segmenté longitudinalement en 3 compartiments.

Le principe est une structure à échantillonnage fer-tuile scintillante (Fig. 2.42) avec une géométrie non conventionnelle. Les tuiles sont orientées suivant l'axe de la gerbe, ce qui ne diminue pas les performances mais permet plus facilement une segmentation longitudinale et transversale. Les photons de scintillation sont lus sur les deux côtés des tuiles par des fibres à décalage de longueur d'onde (WLS pour Wave Length Shifter), puis convertis en signaux électriques par des photomultiplicateurs.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.42 – *(a) Module à tuiles. Source : [26]. (b, c) Segmentation en profondeur et η des modules du calorimètre à tuile dans le tonneau (b) et le tonneau étendu (c). Source : [26].*

2.4.3 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons (Fig. 2.43) couvrant la région $|\eta| < 2,7$, associé à un champ magnétique toroïdal, permet de mesurer leur trajectoire et impulsion par trois chambres typiquement traversées, mais il existe des régions (Fig. 2.44c) où ce nombre varie, par exemple en présence de structures de support ou de passage de services. La résolution attendue est de $\sigma_{p_T}/p_T = 3$ % à $p_T = 100\ GeV$ et 10 % à $p_T = 1\ TeV$.

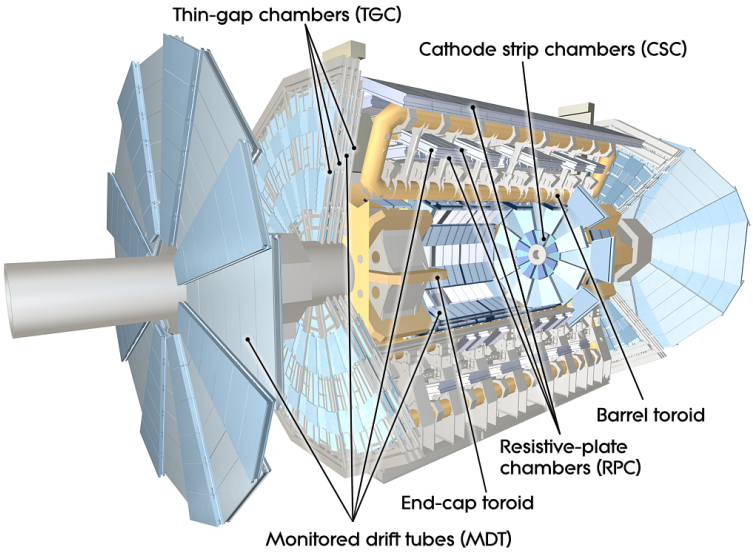
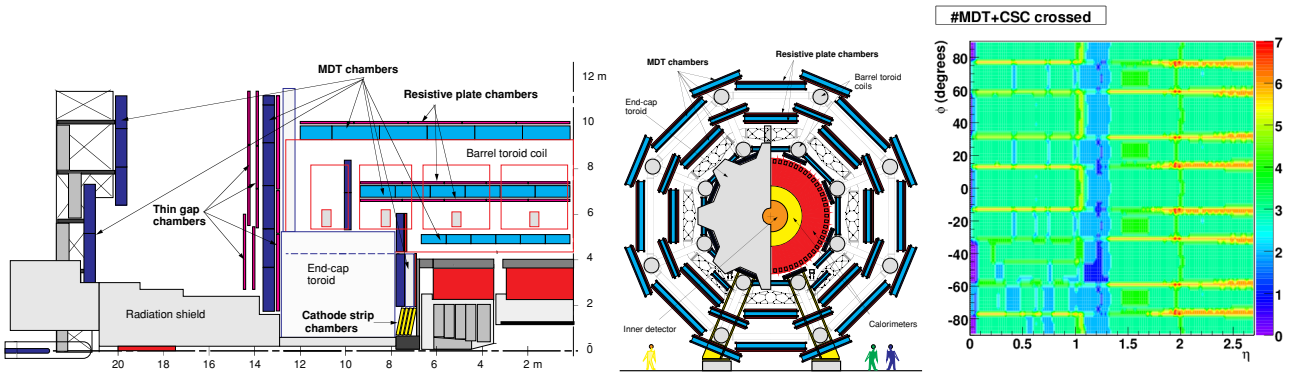


FIGURE 2.43 – *Vue d'ensemble du spectromètre à muons. Source : [26].*

En raison d'une variation importante du flux de particules, deux types de chambres de précision sont utilisées (Fig. 2.44) : à tubes à dérive, monitorées (MDT pour Monitored Drift Tubes) pour $|\eta| < 2,0$, à bandes de cathode (CSC pour Cathode Strips Chambers) pour $2 < |\eta| < 2,7$. Pour le déclenchement, sont utilisées des chambres à plaques résistives (RPC pour Resistive Plate Chambers) pour la région tonneau, à gap fin (TGC pour Thin Gap Chambers) pour la région bouchon.



(a) (b) (c)

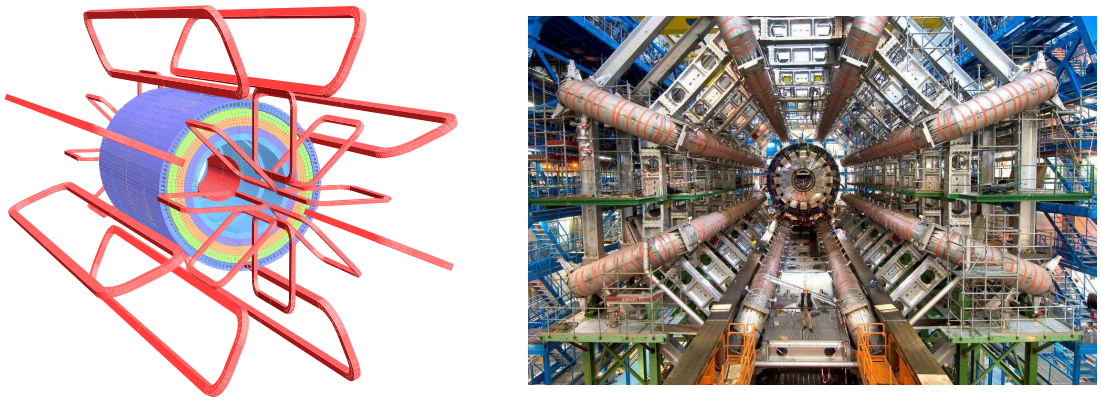
FIGURE 2.44 – *Vue en coupe longitudinale (a) et transversale (b) du spectromètre à muon. (c) Nombre de chambres traversées par les muons, en fonction de η et ϕ. Source : [20].*

Les caractéristiques des différents sous-détecteurs sont résumées dans le tableau 2.5.

		Chamber resolution (RMS) in			Measurements/track		Number of	
Type	**Function**	z/R	ϕ	time	barrel	endcap	chambers	channels
MDT	tracking	35 μm (z)	–	–	20	20	1150	354k
CSC	tracking	40 μm (R)	5 mm	7 ns	–	4	32	30.7k
RPC	trigger	10 mm (z)	10 mm	1.5 ns	6	–	606	373k
TGC	trigger	2–6 mm (R)	3–7 mm	4 ns	–	9	3588	318k

Tableau 2.5 – *Caractéristiques des chambres pour le spectromètre à muons. Source : [26].*

Tandis que le champ magnétique solénoïdal du détecteur interne, très stable, courbe la trajectoire des muons dans le plan $r\phi$, celui du spectromètre à muons (Fig. 2.45) la courbe dans le plan rz. Ce champ est constitué d'un tonneau ($|\eta| \leq 1,1$) composé de 8 tores de bobines supraconductrices et de deux bouchons ($1,1 \leq |\eta| \leq 2,7$) composés chacun de 8 bobines supraconductrices. Le champ est de l'ordre de $0,5\ T$ dans le tonneau et de $1\ T$ dans le bouchon. Comme le champ magnétique varie beaucoup, une quantité davantage utilisée est l'intégrale du champ magnétique le long de la trajectoire de la particule $\int \vec{B}.\vec{dl}$.

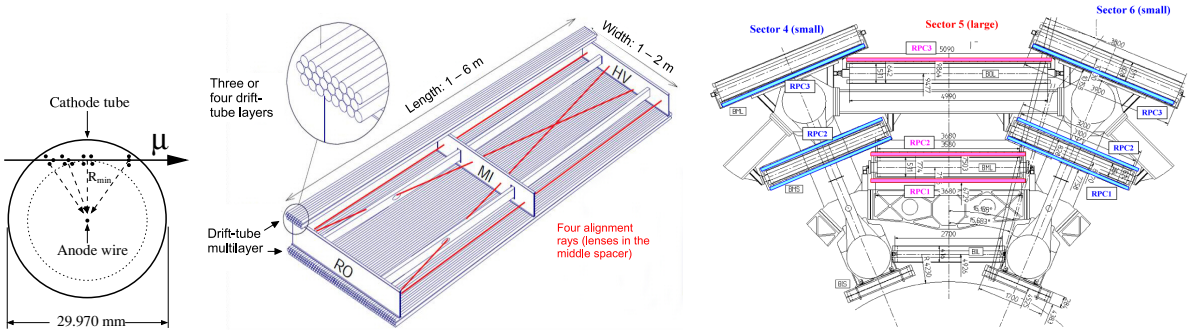


(a) (b)

FIGURE 2.45 – *(a) Géométrie du champ magnétique d'ATLAS, avec le solénoïde pour le détecteur interne, et les tores pour le spectromètres à muons. Source : [26]. (b) Photographie d'ATLAS, vu en coupe, où les tores créant le champ magnétique sont visibles. Source : [26].*

Pour mesurer avec précision l'impulsion transverse des muons, particules de faible interaction, il est nécessaire de courber leur trajectoire. L'utilisation d'un champ magnétique toroïdal permet de ne pas pertuber les autres sous-détecteurs situés en amont de l'interaction. Le choix de la structure en tore est un compromis scientifique, financier, politique. Il permet une bonne mesure de l'impulsion des muons à grand $|\eta|$, ce qui n'est pas possible avec un champ solénoïdal. Les mesures du détecteur interne et du spectromètre à muons sont considérées pour la reconstruction dite combinée des muons. Au niveau de la mesure de l'impulsion, la précision est dominée par le détecteur interne pour $p_T < 30\ GeV$, par le spectromètre à muons pour $p_T > 200\ GeV$.

Pour les angles $|\eta| < 2.0$, les chambres de précision MDT (Fig. 2.46) sont des ensembles de couches de tubes à dérive remplis principalement d'argon, et muni d'un fil interne soumis à une tension de 3 kV, collectant les électrons d'ionisation. L'avantage d'assembler les tubes individuels est d'obtenir un ensemble rigide, avec une grande précision mécanique et une bonne fiabilité, puisque la perte d'un tube n'engendre pas de conséquence sur les autres. A cause de la grande extension des tubes avec peu de points d'appui pour éviter les zones mortes, et du champ magnétique toroïdal, des déformations mécaniques existent, qui sont mesurées par des faisceaux d'alignement optique : deux parallèles et deux diagonaux, et considérées au niveau de la reconstruction. Il y a au total 1150 chambres MDT, constituant au total 354k canaux de lecture.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.46 – *Principe de fonctionnement (a) et schéma (b) d'une chambre MDT tonneau. Le principe d'une chambre MDT bouchon est similaire mais avec une structure en trapèze. (c) Organisation spatiale des RPC. Source : [26].*

Le déclenchement se fait par des RPC. Ce sont des chambres à plaques parallèles délimitant une zone de 2 mm d'épaisseur de gaz, soumis à un champ électrique de $4,9\ kV.mm^{-1}$. L'ionisation primaire du gaz par la particule le traversant crée des électrons qui, par avalanche, créent eux même des électrons d'ionisation, déviés vers les électrodes. Chaque chambre RPC possède deux couches orthogonales de détecteurs pour mesurer les deux coordonnées. Dans l'organisation spatiale, les RPC 1 et RPC 2 prennent le MDT du milieu en sandwich, le RPC 3 se situant dans la partie interne du MDT de façon alternée interne ou externe. Il y a au total 32 chambres CSC, soit au total $30,7k$ canaux de lecture.

Dans la région bouchon : $2 \leq |\eta| \leq 2,7$, le flux des particules est trop important (> 40 Hz/cm^2) pour les chambres précédentes. La trajectoire des muons est mesurée par des chambres proportionnelles multifils, dites CSC (Fig. 2.47), remplies de gaz, dont des fils anodiques soumis à une haute tension et orientés radialement permettent de collecter la charge produite par l'avalanche de particules à proximité du passage d'un muon, donc d'obtenir la coordonnée en ϕ, tandis que des cathodes segmentées en bandes de lecture, perpendiculaires aux fils anodiques, mesurent la charge image induite par celle collectée sur les anodes, ce qui permet de mesurer la coordonnée de précision en R. Le système est composé de deux disques ayant chacun huit petites chambres et huit grandes.

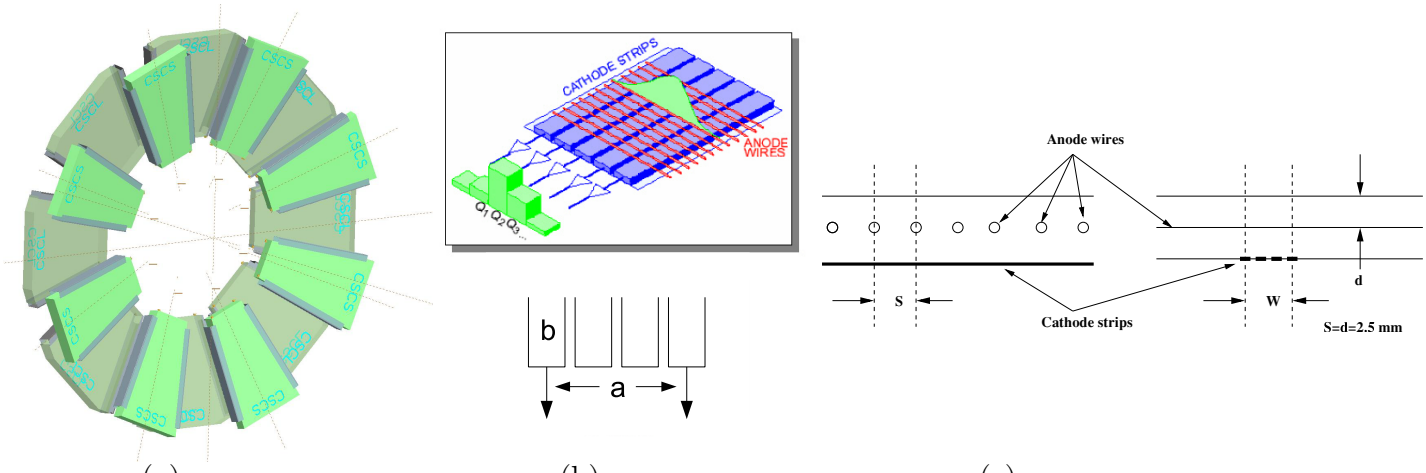


FIGURE 2.47 – *(a) Organisation spatiale des modules CSC. Source : [26]. (b, c) Structure en anodes et cathodes. Source : [26].*

Dans cette région bouchon, le déclenchement est possible par des chambres proportionnelles multifils à gap fin (TGC) (Fig. 2.48), similaires aux CSC à la différence près que la distance entre fils et cathodes est inférieure à la distance entre fils.

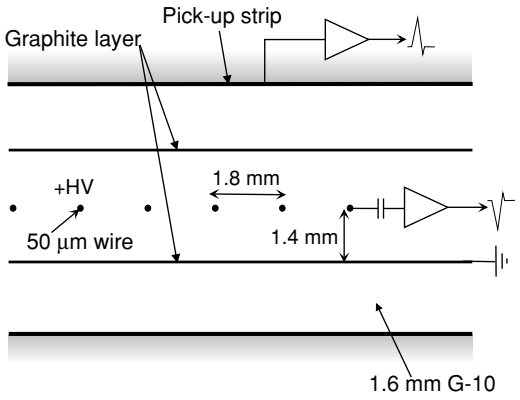


FIGURE 2.48 – *Structure d'une TGC. source : [26].*

2.4.4 Le système de déclenchement

La fréquence nominale de croisement de faisceaux de protons dans l'expérience ATLAS est de 40 MHz, correspondant à un intervalle entre collisions de 25 ns. Pour un nombre d'interactions par collision de l'ordre de 23 à haute luminosité nominale, le taux de collisions est de l'ordre de 1 GHz. Compte tenu des limites technologiques, le volume considérable de données que représentent les 90 millions de canaux de lecture du détecteur à une fréquence de collision élevée ne pourrait être analysé sans une sélection préalable. De plus, une fraction importante des collisions donne lieu à des processus bien établis du Modèle Standard, ne présentant pas d'intérêt particulier pour le programme de recherche du LHC. Par exemple, à $\sqrt{s} = 14\ TeV$, la section efficace de diffusion inélastique proton-proton est de l'ordre de 80 mb, tandis que celle de production d'un boson de Higgs à $m_H = 120\ GeV$ est de l'ordre de 20 pb (au LO), soit un rapport de 9 ordres de grandeur.

Pour remédier à cette contrainte, le système de déclenchement (trigger) et d'acquisition (DAQ pour Data AcQuisition), décomposé en trois niveaux (Fig. 2.49), applique le cahier des charges du menu de déclenchement pour la campagne courante, dépendant de la luminosité instantanée et du programme de physique, pour éviter que la bande passante de l'acquisition ne soit saturée, ce qui engendrerait une perte définitive d'événements de physique. Il doit pouvoir sélectionner les processus à étudier, notamment les événements rares, et rejeter de façon efficace les importants bruits de fond.

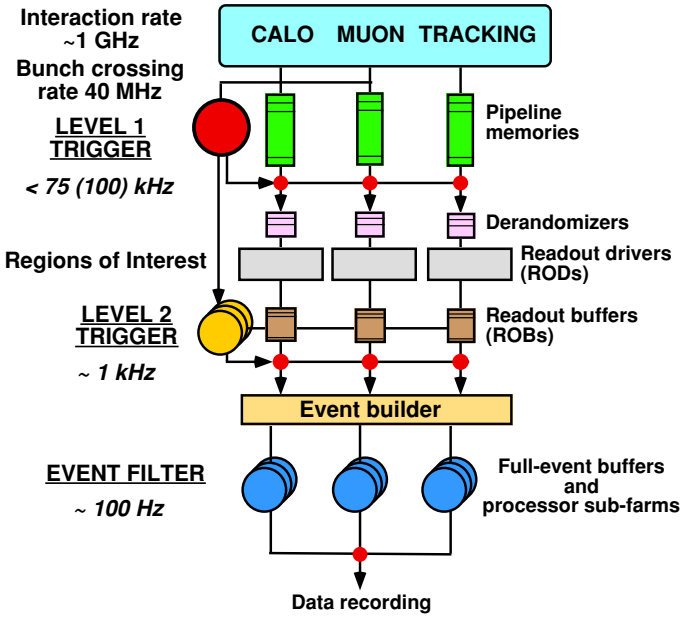


FIGURE 2.49 – *Synoptique du système d'acquisition et déclenchement avec les trois niveaux de déclenchement. Les valeurs numériques du synoptique correspondent aux valeurs historiques proposées pour la construction d'ATLAS. Les valeurs pour l'expérience réelle, décrites dans le texte, tiennent compte de capacités de calculs plus élevées que prévues. Source : [23].*

Le système de déclenchement de niveau 1 (LVL1) utilise les information des calorimètres et du spectromètre à muons pour réduire le flux de données de 40 MHz jusqu'à de l'ordre de 75 kHz (au maximum jusqu'à 65 kHz en 2011 en raison d'une luminosité plus grande que prévue.). Il définit les régions d'intérêt (ROI pour Region Of Interest) où se trouvent les particules candidates, avec une granularité plus grossière que celle du détecteur, et donne la décision de niveau 1 de garder ou rejeter l'événement en moins de $2,5$ μs, ce qui nécessite une implémentation matérielle. Le système de déclenchement de haut niveau (HLT pour High Level Trigger) regroupe le niveau 2 (LVL2) et le filtre d'événements (EF pour Event Filter). Le système de déclenchement de niveau 2 utilise des informations complémentaires provenant d'autres sous-détecteurs (traces dans le détecteur interne le cas échéant par exemple), avec la granularité nominale en se limitant, dans les conditions normales, aux seules régions ROI définies par le niveau précédent, pour réduire le flux de données jusqu'à 5 kHz. Il donne sa décision en moins de 50 ms. Il est implémenté de façon logicielle et définit les candidats objets (e, μ, τ, γ, jet, MET, etc.). Le filtre d'événements, correspondant à un pseudo-niveau 3 reconstruit complétement les événements ayant passé avec succès les étapes précédentes de déclenchement et stocke les candidats jugés intéressants, par exemple avec un flux de l'ordre de 300 à 550 Hz pendant l'année 2011, pour traitement ultérieur par les analyses des groupes de travail (performance, physique, etc.). Il est implémenté de façon logicielle et donne sa décision en une échelle de temps de l'ordre de la seconde.

Le menu de trigger est l'ensemble des critères de sélection et de seuils de déclenchement pour les trois niveaux. Le menu d'un type de physique particulier, orienté vers l'objet de physique considéré, par exemple les électrons ou les photons, donne lieu à un flux de données (dit stream), par exemple le stream egamma pour les données ayant déclenché le menu de trigger des électrons et photons. Les triggers sont notés par un symbole représentant le type de particules du critère de sélection, précédé par la contrainte sur sa multiplicité [25], suivi par la coupure en énergie ou impulsion transverse (en GeV), suivi du niveau d'exigence de qualité de l'objet, avec le cas échéant, la lettre i indique le critère d'isolation sur l'objet. Les triggers peuvent être combinés, par exemple avec un OU logique (dit OR-ing). Le menu de trigger varie avec la prise de données puisque la luminosité instantanée varie. Si les triggers du menu sont de seuil trop bas, les taux de déclenchement trop importants entraînent une saturation de la bande passante. Ainsi, si un trigger particulier est toujours nécessaire pour des groupes de travail et ne peut être enlevé du menu, ou même remplacé par un seuil plus élevé, un compromis est de n'autoriser son déclenchement qu'à taux réduit par rapport au taux nominal, par une fraction dont l'inverse est dit facteur de prescale [26], avant d'être à terme retiré des menus suivants lorsque la luminosité augmente davantage.

25. L'analyse peut combiner par exemple un déclenchement sur simple et double objets, afin d'améliorer l'acceptance.

26. Par exemple, un facteur de prescale de 10 pour un trigger particulier signifie que ce trigger n'est autorisé à déclencher qu'une fois sur 10 à taux nominal.

Toutes les mesures sont biaisées par la sélection de déclenchement, de sorte que chaque mesure doit tenir compte des efficacités du système de déclenchement.

2.5 Mesure de la luminosité

La connaissance de la luminosité absolue est nécessaire pour déduire les sections efficaces des différents processus étudiés et les comparer à la prédiction. Cependant, une détermination relative de la luminosité par rapport à une référence, typiquement le début d'un run, plus rapide à obtenir, est également nécessaire pour optimiser les paramètres des faisceaux pendant l'accumulation de données, et tenir compte de l'empilement et du bruit de fond. La connaissance de la luminosité absolue permet ultérieurement d'intégrer la luminosité relative des différents runs et d'en déduire la luminosité intégrée de la prise de données. Différents systèmes permettent de mesurer la luminosité relative :

- L'activité dans le calorimètre avant et à tuiles scintillantes est reliée aux courants issus de l'alimentation haute tension ou de l'anode du photomultiplicateur.
- Le système MBTS (Minimum Bias Trigger Scintillator) est constitué de scintillateurs situés sur les cryostats des calorimètres bouchons d'ATLAS, couvrant la région $2,1 < |\eta| < 3,8$. Après quelques mois de fonctionnement à haute luminosité, ils ne sont plus utilisables en raison des dommages occasionnés par les radiations.
- Le système BCM (Beam Condition Monitor), situé à proximité du faisceau de chaque côté des détecteurs à pixel, est constitué de détecteurs en forme de diamant, couvrant la région $3,9 < |\eta| < 4,1$. Sa mesure est peu précise mais très rapide, ce qui permet de l'utiliser pour protéger l'expérience en vidant les faisceaux de l'acquisition.
- le détecteur LUCID (LUminosity monitor using Cerenkov Integrating Detector), situé à environ 17 m du point d'interaction d'ATLAS, entre les deux grandes roues des chambres à muons, utilise des tubes remplis de gaz, à faible angle ($5,4 < |\eta| < 6,1$) et détecte les particules chargées par effet Cerenkov.
- le système ZDC (Zero Degree Calorimeter), situé à environ 140 m de part et d'autre du point d'interaction d'ATLAS et de CMS, est constitué de calorimètres à échantillonnage, dont l'absorbeur de particules neutres (TAN pour Target Neutral Absorber) afin de mesurer le taux de production de particules neutres à grand angle ($|\eta| > 8,3$).

Différentes méthodes sont possibles pour déterminer la luminosité absolue. La méthode de balayage (dit scan [27]) de Van der Meer [33] consiste à mesurer le taux d'événements en effectuant un balayage relatif des faisceaux, ce qui permet d'extraire les écarts-type de profil transverse des faisceaux. Le détecteur ALFA (Absolute Luminosity measurement For ATLAS), constitué de détecteurs situés à environ 240 m de chaque côté d'ATLAS, utilise des fibres scintillantes et détecte les particules chargées produites à très faible angle ($10,6 < |\eta| < 13,5$).

27. appelée aussi méthode de séparation des faisceaux ou balayage de luminosité.

2.6 La mise à jour du détecteur ATLAS

L'amélioration approximative de la sensibilité des analyses par la racine carrée de l'augmentation de la luminosité aboutit rapidement à un phénomène de saturation statistique du potentiel de physique, si la luminosité instantanée n'est pas augmentée. L'augmentation de luminosité instantanée engendre une augmentation de l'occupation d'événements dans le détecteur. Pendant les différentes phases d'arrêt du LHC, une mise à niveau du détecteur (upgrade) est prévue, afin de répondre aux enjeux de physique et d'évolution des conditions de prise de données.

Différentes modifications sont prévues, décrites dans ce paragraphe, sans prétendre être exhaustif. Pendant la phase LS1, une nouvelle couche de pixel B (IBL pour Insertable B layer) est installée en mai 2014, en sus de la couche initiale, afin de prendre en compte les effets de radiation, mais aussi d'anticiper le taux d'occupation avec la haute luminosité. Une extension au bouchon du spectromètre à muons est ajoutée pour améliorer la couverture de la région $1,0 < |\eta| < 1,3$. Pendant la phase LS2, une petite roue bouchon du spectromètre à muons est remplacée pour améliorer la reconstruction. Afin de contourner la limitation de bande passante du système de déclenchement, sans augmenter de façon rédhibitoire les seuils en énergie des menus de déclenchement, ce qui réduirait l'efficacité de sélection des objets, il est prévu d'augmenter la granularité du système de déclenchement L1 du calorimètre. Un trigger est prévu d'être ajouté, dédié aux traces. Pendant la phase LS3, face à la saturation de la bande passante avec la luminosité instantanée et aux effets des irradiations, le détecteur interne, prévu pour résister jusqu'à une dose équivalent à de l'ordre de 400 fb^{-1}, est remplacé par une solution tout silicium (dit ITk pour Internal Tracker), de moindre quantité de matière et de performance équivalente ou meilleure. L'électronique du calorimètre LAr est prévue d'être remplacée. L'électronique du spectromètre à muons est prévue d'être améliorée.

Au niveau logiciel, l'augmentation de la statistique accumulée pour les données tant que du point de vue de la simulation, par les analyses de plus en plus diverses mais aussi la réduction des incertitudes systématiques des analyses matures, une augmentation du traitement informatique est réalisé. L'augmentation du nombre de cœurs par processeur, pour compenser la saturation de fréquence des ordinateurs, implique une évolution dans l'architecture des logiciels afin de permettre un traitement parallèle.

2.7 Comparaison des détecteurs ATLAS et CMS

Le tableau 2.6 compare les détecteurs ATLAS et CMS.

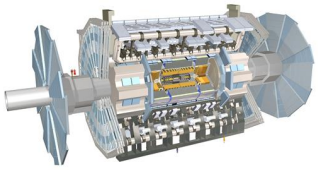
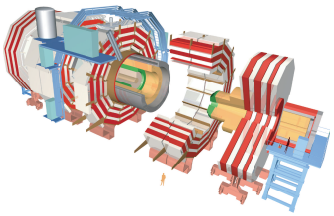
système	ATLAS	CMS
Vue générale		
détecteur interne	$\|\eta\| < 2,5$ 87 millions canaux silicium : pixels, strips identification : TRT $\sigma_{p_T}/p_T \approx 5\ 10^{-4} p_T \oplus 0.01$	$\|\eta\| < 2,5$ 75 millions canaux silicium : pixels, strips $\sigma_{p_T}/p_T \approx 1.5\ 10^{-4} p_T \oplus 0.005$
système magnétique	supraconducteur solénoïde, 2 T calorimètre hors champ 3 toroïdes à air, $0,5 - 1$ T retour flux dans air	supraconducteur solénoïde, $3,8$ T calorimètres dans champ retour flux dans fer
calorimètre électromagnétique granularité typique	$170k$ canaux $\|\eta\| < 3,2$ échantillonnage Pb+LAr segmentation longitudinale $\sigma_E/E \approx 10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7$ % $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$	$76k$ canaux $\|\eta\| < 3,2$ homogène cristal $PbWO_4$ pas de segmentation longitudinale $\sigma_E/E \approx 3\%/\sqrt{E} \oplus 0,3$ % $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0175 \times 0,0175$
calorimètre hadronique granularité typique	$20k$ canaux $\|\eta\| < 4.9$ central : échantillonnage Fe+scintillateur et $W + LAr$ avant : échantillonnage Cu+LAr $\sigma_E/E \approx 50\%/\sqrt{E} \oplus 3$ % $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$	$7k$ canaux $\|\eta\| < 5$ échantillonnage laiton+scintil. Fe+fibres $\sigma_E/E \approx 100\%/\sqrt{E} \oplus 5$ % $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$
détecteur à muons	$\|\eta\| < 2,7$ 1 million canaux tubes dérive monitorés bandes cathodes plaques résistives $\sigma_{p_T}/p_T \approx 2\%$ $(50\ GeV)$ 11% $(1\ TeV)$	$\|\eta\| < 2,4$ $800k$ canaux tubes dérive bandes cathodes plaques résistives $\sigma_{p_T}/p_T \approx 1\%$ $(50\ GeV)$ 10% $(1\ TeV)$
Trigger	3 niveaux $40\ MHz \rightarrow 75\ kHz \rightarrow 1kHz \rightarrow 400\ Hz$	2 niveaux $40\ MHz \rightarrow 100\ kHz \rightarrow 100\ Hz$

Tableau 2.6 – *Performances attendues pour les détecteurs ATLAS et CMS. Les unités de E et p_T sont le GeV. Pour le calorimètre électromagnétique, les valeurs sont données pour le tonneau. Le terme constant du calorimètre électromagnétisme d'ATLAS est en fait meilleur que celui de CMS, de sorte que la résolution en masse invariante, par exemple pour les photons, est voisine.*

Au niveau du détecteur interne, ATLAS et CMS utilisent des pixels et micropistes de silicium. Le détecteur interne d'ATLAS dispose d'une identification basée sur le rayonnement de transition, permettant une séparation des électrons et pions chargés. La résolution en impulsion transverse est meilleure pour CMS par l'utilisation d'un champ magnétique plus élevé, courbant ainsi davantage les particules chargées.

Un champ magnétique supraconducteur est utilisé pour les deux détecteurs afin d'obtenir une valeur intense tout en conservant des tailles raisonnables du détecteur. Pour ATLAS, le champ magnétique est décomposé en un solénoïde pour le détecteur interne et un champ magnétique toroïdal pour le détecteur de muons, le calorimètre, entre les deux, n'étant pas couvert par le champ magnétique. La présence du champ magnétique en amont du calorimètre électromagnétique contribue à initier plus tôt le développement de la gerbe. Le pré-échantillonneur d'ATLAS permet de mesurer ces contributions en amont du calorimètre électromagnétique. De plus, cette contrainte géométrique limite l'extension du champ magnétique, ce qui conduit à des inhomogénéités. CMS utilise un seul champ magnétique solénoïdal, les calorimètres se trouvant à l'intérieur. Ainsi, le nombre de longueurs de radiations pour arrêter la gerbe hadronique est moindre, de sorte que celle-ci peut continuer en aval du calorimètre hadronique, ce qui contribue à une résolution moins bonne que celle d'ATLAS, mais compensée par des techniques de mesure de flux d'énergie dans le détecteur.

Au niveau du calorimètre électromagnétique, celui d'ATLAS est à échantillonnage, ce qui permet une segmentation longitudinale, permettant de mesurer avec précision la direction des photons, mais possède un terme d'échantillonnage moins bon puisqu'une fraction seulement de la gerbe est mesurée. CMS utilise un calorimètre homogène à tungstate de Plomb ($PbWO_4$), permettant une contribution meilleure à la résolution du terme d'échantillonnage. Cependant, les cristaux de CMS perdent de leur transparence en présence des radiations provenant des collisions, diminuant la lumière de scintillation lors du développement de la gerbe électromagnétique, ce qui sous-estime l'énergie mesurée. A température normale et en l'absence de collisions, les cristaux regagnent leur transparence. Des mesures de la transparence du cristal en utilisant un faisceau laser à des intervalles réguliers de la prise de données du LHC permettent de mesurer les changements donc de corriger l'effet de la radiation au niveau de la reconstruction. Ceci engendre un terme constant global, intégré sur toute l'acceptance, moins bon que celui d'ATLAS. Ce choix pour CMS ne permet pas de segmentation longitudinale, car le système de lecture serait trop complexe et détériorerait les performances. En outre, le champ magnétique plus élevé pour CMS engendre une séparation plus grande des photons de bremsstrahlung par rapport aux électrons, ce qui contribue à détériorer la résolution en énergie, dans le contexte du calorimètre électromagnétique, par rapport à un champ magnétique plus faible et ne couvrant pas le calorimètre. Au niveau de la séparation γ/π^0, la granularité du premier compartiment d'ATLAS est moindre, mais est compensée en termes de performances pour CMS par le fait que la taille transverse des cellules est plus faible que celui du second compartiment d'ATLAS, et que le rayon de Molière est plus faible, ce qui facilite la séparation.

Par le choix d'un calorimètre à échantillonnage avec de l'argon liquide, ayant une bonne tenue aux radiations, la stabilité de réponse en énergie du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est excellente en fonction du temps (Fig. 2.50), contrairement à CMS par la perte de transparence des cristaux de tungstate de Plomb avec l'irradiation subie (Fig. 2.51).

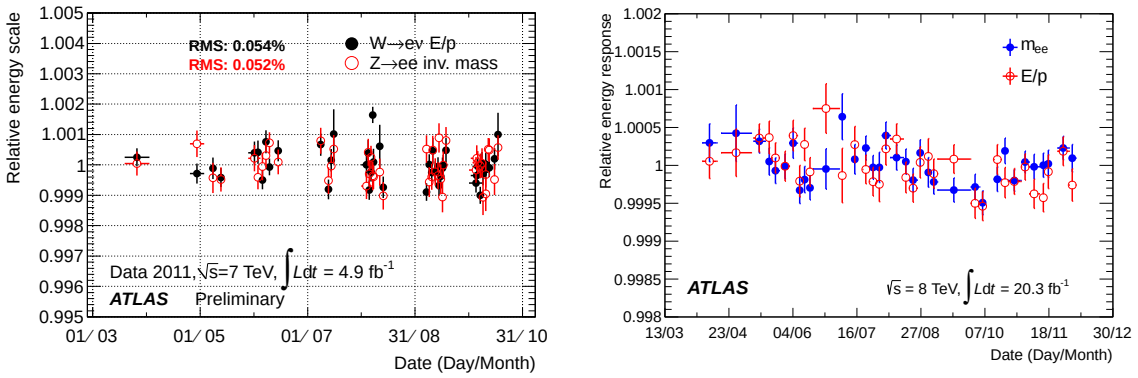
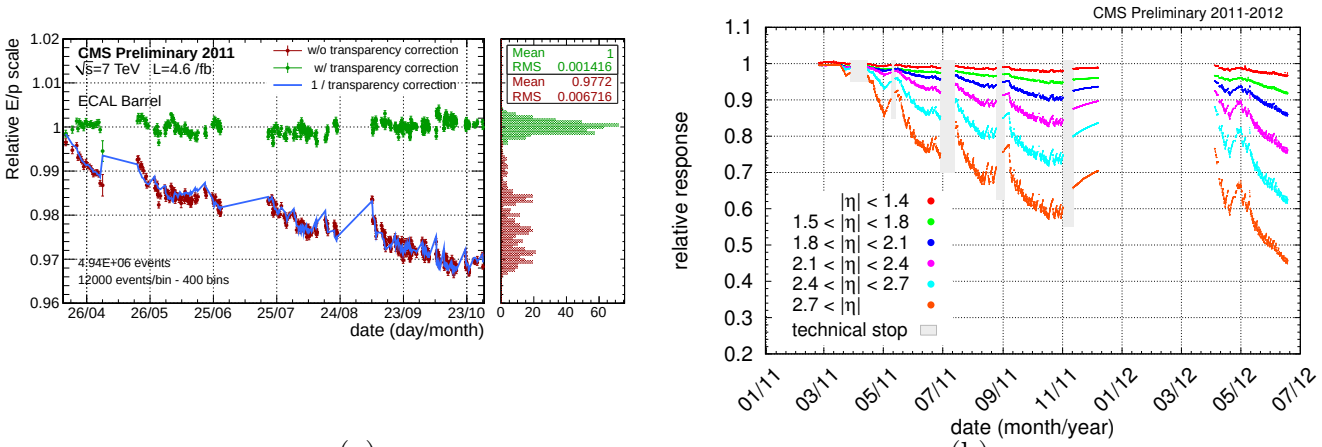


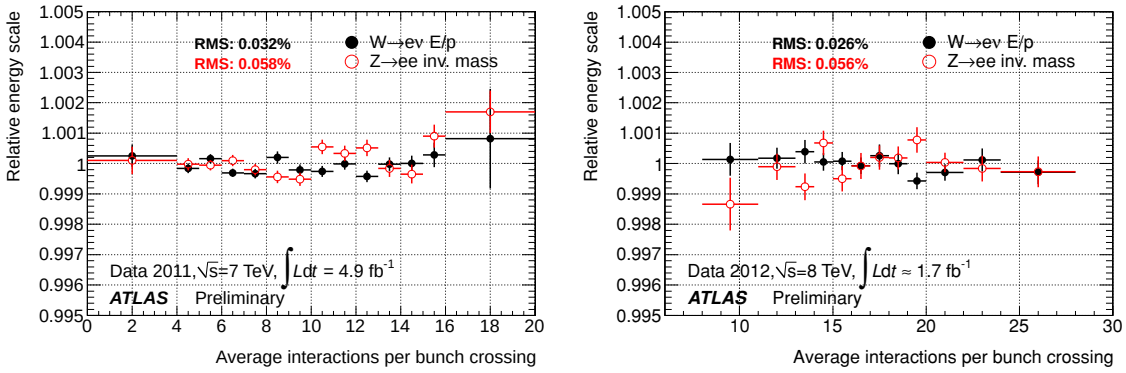
FIGURE 2.50 – *Stabilité de réponse du calorimètre électromagnétique avec le temps, donc notamment l'empilement, pour la prise de données de (a) 2011 et (b) 2012 d'ATLAS. Source : (a) : [34], (b) : [35].*



(a) (b)

FIGURE 2.51 – *(a) Stabilité de réponse du calorimètre électromagnétique avec le temps, donc notamment l'empilement, pour la prise de données de (a) 2011 et (b) 2011-2012, pour CMS. Les données correspondent à la partie tonneau, par une sélection d'événements $W \rightarrow e\nu$. L'échelle d'énergie est présentée avant et après correction de la perte intrinsèque de la transparence du cristal par les mesures effectuées par laser. En l'absence de collisions, le cristal retrouve lentement sa transparence. Source : [36].*

La figure 2.52 montre la stabilité de réponse en énergie pour ATLAS avec le temps.



(a) (b)

FIGURE 2.52 – *Stabilité de réponse du calorimètre électromagnétique avec l'empilement, pour la prise de données de (a) 2011 et (b) 2012, ici avec calibration-hit. Source (a) : [37], (b) : [38].*

La figure 2.53 montre la stabilité de réponse en énergie pour ATLAS avec l'empilement pour la calibration améliorée (MVA).

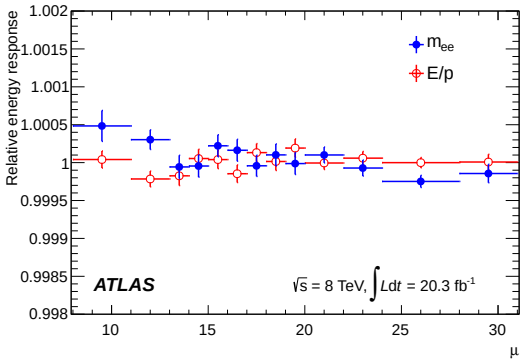


FIGURE 2.53 – *Stabilité de réponse du calorimètre électromagnétique avec l'empilement, pour la prise de données de 2012, avec la calibration MVA. Source : [35].*

ATLAS possède un système magnétique dédié, transverse au premier, pour mesurer l'impulsion des muons, et pouvant réaliser cette opération de façon autonome, sans avoir besoin des informations du détecteur interne, ce qui nécessite un alignement très précis des chambres à muons par des mesures effectuées par laser. Ce champ magnétique est créé par des tores à air, ce qui minimise les diffusions multiples des muons, tandis que le champ magnétique pour les muons du détecteur CMS est assuré par le retour dans le fer du flux du champ magnétique situé en amont.

2.8 Conclusion

Le détecteur ATLAS est structuré en de multiples sous-détecteurs spécialisés pour différentes natures d'objets. En complémentarité avec les techniques de reconstruction, identification et lutte contre le bruit de fond, décrites par la suite, il permet de répondre aux exigences des analyses de physique.

Bibliographie

[1] L. Evans, (ed.) and P. Bryant, (ed.), *LHC Machine*, JINST **3**, S08001 (2008).

[2] BABAR Collaboration, *The BABAR Detector : Upgrades, Operation and Performance*, (2013), arXiv :1305.3560 [physics.ins-det], BABAR-PUB-13-009-SLAC-PUB-15456.

[3] L. Arnaudon et al. (Working Group on LEP Energy, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaboration), *Measurement of the mass of the Z boson and the energy calibration of LEP*, Phys. Lett. **B307**, 187–193 (1993), CERN-PPE-93-53, CERN-SL-93-17, FSU-SCRI-94-12.

[4] L. Arnaudon, R. Assmann, A. Blondel, B. Dehning, G. Fischer et al., *Effects of terrestrial tides on the LEP beam energy*, Nucl. Instrum. Meth. **A357**, 249–252 (1995), SLAC-REPRINT-1994-073, CERN-SL-94-07-BI.

[5] D. Brandt, H. Burkhardt, M. Lamont, S. Myers and J. Wenninger, *Accelerator physics at LEP*, Rept. Prog. Phys. **63**, 939–1000 (2000).

[6] E. Bravin et al. (LEP Energy Group Collaboration), *The Influence of train leakage currents on the LEP dipole field*, Nucl. Instrum. Meth. **A417**, 9–15 (1998), CERN-SL-97-047-BI, CERN-SL-97-47-BI.

[7] M. Bajko, F. Bertinelli, N. Catalan Lasheras, S. Claudet, P. Cruikshank et al., *Report of the task force on the incident of 19th September 2008 at the LHC*, (2009), CERN-LHC-PROJECT-REPORT-1168.

[8] ATLAS Collaboration, *ATLAS : Letter of intent for a general purpose p p experiment at the large hadron collider at CERN*, (1992), CERN-LHCC-92-04, CERN-LHCC-I-2.

[9] W. Armstrong et al. (ATLAS Collaboration), *ATLAS : Technical proposal for a general-purpose p p experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, (1994), CERN-LHCC-94-43.

[10] A. Airapetian et al. (ATLAS Collaboration), *ATLAS calorimeter performance Technical Design Report*, (1996), CERN-LHCC-96-40.

[11] ATLAS Collaboration, *ATLAS liquid argon calorimeter : Technical design report*, (1996), CERN-LHCC-96-41.

[12] ATLAS Collaboration, *ATLAS tile calorimeter : Technical design report*, (1996), CERN-LHCC-96-42.

[13] A. Airapetian et al. (ATLAS Collaboration), *ATLAS computing technical proposal*, (1996), CERN-LHCC-96-43.

[14] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 1*, (1997), CERN-LHCC-97-16, ATLAS-TDR-4.

[15] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 2*, (1997), CERN-LHCC-97-17.

[16] ATLAS Collaboration, *ATLAS magnet system : Technical design report*, (1997), CERN-LHCC-97-18.

[17] ATLAS Collaboration, *ATLAS barrel toroid : Technical design report*, (1997), CERN-LHCC-97-19.

[18] ATLAS Collaboration, *ATLAS endcap toroids : Technical design report*, (1997), CERN-LHCC-97-20.

[19] ATLAS Collaboration, *ATLAS central solenoid : Technical design report*, (1997), CERN-LHCC-97-21.

[20] ATLAS Collaboration, *ATLAS muon spectrometer : Technical design report*, (1997), CERN-LHCC-97-22, ATLAS-TDR-10.

[21] M. S. Alam et al. (ATLAS Collaboration), *ATLAS pixel detector : Technical design report*, (1998), CERN-LHCC-98-13.

[22] ATLAS Collaboration, *ATLAS first level trigger : Technical design report*, (1998), CERN-LHCC-98-14, ATLAS-TDR-12.

[23] ATLAS Collaboration, *ATLAS : Detector and physics performance technical design report. Volume 1*, (1999), CERN-LHCC-99-14, ATLAS-TDR-14.

[24] ATLAS Collaboration, *ATLAS : Detector and physics performance technical design report. Volume 2*, (1999), CERN-LHCC-99-15, ATLAS-TDR-15.

[25] ATLAS Collaboration, *ATLAS high-level trigger, data acquisition and controls : Technical design report*, (2003), CERN-LHCC-2003-022, ATLAS-TRD-016.

[26] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3**, S08003 (2008).

[27] J. B. Birks, *Review of particle physics*, Proc Phys. Soc. **A64**, 874 (1951).

[28] D. Fournier, E. Auge, J. C. Chollet, C. de la Taille, L. Fayard et al., *Liquid argon calorimetry with LHC performance specifications. R & D proposal*, pages 368–369 (1990).

[29] F. Gianotti, G. Battistoni, D. Camin, D. Cavalli, G. Costa et al., *Liquid argon calorimetry with LHC performance specifications*, Nucl.Instrum.Meth. **A315**, 285–293 (1992).

[30] W. E. Cleland and E. G. Stern, *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A338**, 467–497 (1994).

[31] D. Banfi, M. Delmastro and M. Fanti, *Cell response equalisation of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionisation signals*, JINST **1**, P08001 (2006).

[32] J. Julien Labbé and R. Ishmukhametov, *Crosstalk Measurements in the Electromagnetic Calorimeter during ATLAS Final Installation*, ATL-LARG-INT-2009-004, ATL-COM-LARG-2008-012.

[33] S. van der Meer, *Calibration of the effective beam height in the ISR*, (1968), CERN-ISR-PO-68-31.

[34] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20121403/StabilityPlots/ATL-COM-PHYS-2012-259/ATL-COM-PHYS-2012-259.pdf.*

[35] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, Eur. Phys. J. **C74**(10), 3071 (2014), arXiv:1407.5063 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-153.

[36] CMS Collaboration, *CMS ECAL Performance on 2011 data*, (2012), CMS-DP-2012-002 , CERN-CMS-DP-2012-002.

[37] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20121403/StabilityPlots/ATL-COM-PHYS-2012-259/index.html*.

[38] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20120611/StabilityPlots/ATL-COM-PHYS-2012-782/index.html*.

Chapitre 3

Reconstruction et techniques générales d'une analyse de physique

3.1 Introduction

Les canaux de recherche, correspondant pour une particule ou un phénomène d'intérêt, de nature connue ou inconnue, à l'association de modes de production et de désintégration, sont construits par un compromis entre de nombreux paramètres, avec pour objectif d'obtenir un résultat (limite, exclusion, observation, etc.) avec une luminosité réaliste. Sont pris en compte notamment le choix des particules initiales, l'énergie disponible dans le centre de masse, les modes de processus envisagés, donc le taux de production du signal : section efficace et rapport d'embranchement, mais également le bruit de fond. Le bruit de fond peut varier suivant le domaine de masse exploré pour une particule de masse inconnue, par la possible ouverture de l'espace des phases pour certains processus, mais également par la variation de la largeur de désintégration du signal, ce qui engendre une fenêtre de recherche en masse plus grande, donc davantage de bruit de fond.

Le bruit de fond varie suivant les expériences par le choix des particules initiales, les performances des détecteurs et techniques d'analyse lors de la veille scientifique pour la préparation de la recherche. Dans le cas de collisionneurs hadroniques, pour la production d'une même particule comme le boson de Higgs, de masse préalablement inconnue mais fixée, l'utilisation d'une énergie dans le centre de masse plus élevée entraîne une fraction d'impulsion x plus faible des partons incidents, ce qui renforce la densité de probabilité de gluons par rapport à celle de quarks. Ainsi les processus de fusion de gluons sont, par rapport à ceux de quarks, proportionnellement plus élevés au LHC qu'au Tevatron.

La figure 3.1 montre que les sections efficaces de certains processus électrofaibles, par exemple la production de W et Z, augmentent rapidement avec l'énergie, mais la production de certains bruits de fond ($jets$) associés à ces canaux augmente encore davantage, de sorte qu'au LHC ($\sqrt{s} = 7,\ 8,\ 14\ TeV$), un plus grand potentiel de découverte peut être fait pour certains canaux, mais avec un rapport signal sur bruit plus faible par rapport au Tevatron ($\sqrt{s} = 1,96\ TeV$). Pour un collisionneur e^+e^-, le bruit de fond de jets est limité en raison du non couplage direct des électrons avec les quarks/gluons. En revanche, pour un collisionneur hadronique, ce bruit devient plus ou moins important suivant l'énergie.

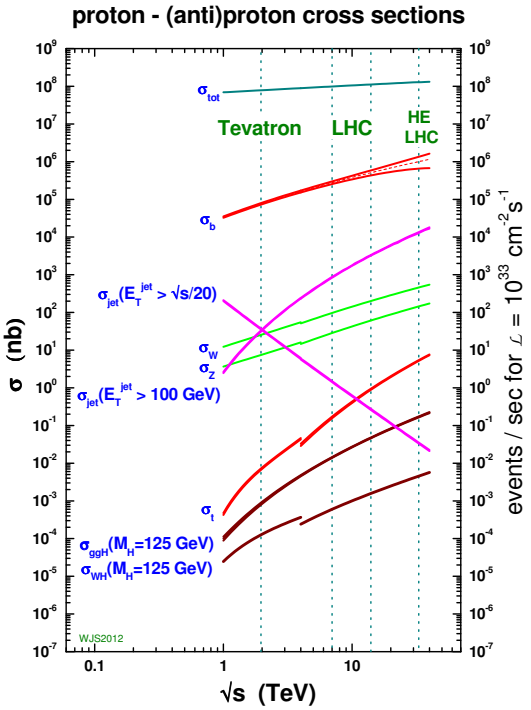


FIGURE 3.1 – *Sections efficaces calculés au NLO de quelques processus du Modèle Standard en fonction de l'énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s}$), pour des configurations proton-antiproton (Tevatron) et proton-proton (LHC). Les échelles de gauche et de droite présentent respectivement la section efficace et le taux d'événements pour la phase de luminosité nominale. Source : W. J. Stirling, Priv. Comm.*

La topologie de l'événement issu d'une collision est caractérisée par les propriétés de la multitude d'objets de physique que représentent les particules visibles mais aussi la quantité qui signe un déficit d'énergie : l'énergie transverse manquante. L'analyse d'un canal particulier de physique peut utiliser des objets autres que ceux primaires de la désintégration du signal, dans le but d'augmenter la sensibilité de la recherche par le biais de catégories d'événements ayant des propriétés particulières, ou tout simplement pour sonder des modes de production particuliers ou les couplages du signal à certaines particules. Par exemple, la recherche du Higgs dans sa désintégration en paires de photons peut introduire les jets pour sonder les modes de production VBF, $V(\to jj)H$, les électrons et muons pour les modes $W(\to l\nu)H$, $Z(\to ll)H$ avec désintégration leptonique, l'énergie transverse manquante pour les modes $W(\to l\nu)H$, $Z(\nu\bar{\nu})H$.

La reconstruction consiste à utiliser les informations du détecteur telles que la localisation spatiale des dépôts d'énergie pour extraire chaque classe d'objet de physique : électron, photon, muon, tau, jet, énergie transverse manquante, etc., les particules lourdes se désintégrant en des particules stables plus légères. Une collection (appelée aussi conteneur) conserve chaque classe suivant l'algorithme utilisé, définissant son auteur. En particulier, une même signature peut engendrer la création d'objets de plusieurs classes en raison de similitudes entre elles, par exemple photon et jet. Motivé par une amélioration de l'efficacité de reconstruction d'une certaine classe, un choix de priorité peut consister à la création préalable d'une seule classe d'objet pour une signature particulière dans le détecteur, comme c'est le cas pour les électrons et photons convertis, avec une récupération ultérieure de l'objet potentiellement mal classé.

Un dépôt d'énergie dans les calorimètres est reconstruit sous la forme d'un agrégat (cluster) de cellules. Différents types de clusters existent suivant l'usage : les clusters de taille fixe, utilisant une extension $\Delta\eta \times \Delta\phi$ dans les deux directions [1], fixe mais pouvant différer suivant la nature et la localisation de la particule, et les clusters topologiques, constitués d'un ensemble de cellules contiguës dans l'espace des trois dimensions (η, ϕ, couches du calorimètre) mais d'extension spatiale variable. Cette extension variable dépend du critère de suppression de bruit du calorimètre, dit zero suppression, en requérant des dépôts supérieurs à un seuil, ce qui rend ce cluster particulièrement utile pour les basses énergies où le bruit de fond est important, mais aussi pour les configurations dans laquelle une multitude de particules de basse énergie contribuent à former une entité, comme pour le cas des jets. Le cluster topologique avec suppression de zéro [2] 420 par exemple (Fig. 3.2), considére dans une des couches des calorimètres un germe de cellules dont l'énergie E_{cell} est supérieure à quatre fois la fluctuation $\sigma_{noise\ cell}$ du bruit attendu dans une cellule du calorimètre, étendu aux cellules voisines ayant un seuil supérieur à deux fluctuations dans la direction η, ϕ et couches voisines, elles-mêmes étendues aux cellules voisines suivantes sans critère de seuil pour ces dernières. Après formation, un algorithme sépare les régions en cas de maxima locaux distincts. La taille fixe du cluster est davantage adaptée à des objets ayant des énergies suffisantes, comme les photons de désintégration du Higgs.

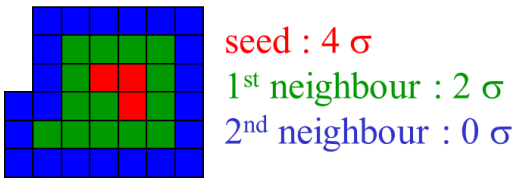


FIGURE 3.2 – *Schéma d'un cluster topologique* 4, 2, 0.

1. exprimée de manière absolue en $\Delta\eta$ ou de manière relative en nombre de cellules.

2. c'est-à-dire avec suppression du bruit résiduel en l'absence (zéro) de collision.

Pour les objets interagissant avec plusieurs sous-détecteurs, des critères d'association (dits matching [3]) sont requis pour combiner les informations. La calibration consiste à appliquer des corrections à l'énergie des objets préalablement reconstruits afin de corriger des biais de sa détermination. L'échelle d'énergie (energy scale) d'un objet est la correction appliquée pour déduire l'énergie et impulsion de l'objet originel. Les échelles d'énergie sont qualifiées de electromagnetic energy scale pour les électrons et photons, JES (Jet Energy Scale) pour les jets, Muon Momentum Scale pour les muons, Tau Momentum Scale pour les taus, etc.

L'étape d'identification (dite aussi PID pour Particle IDentification) consiste à utiliser les propriétés de l'objet de physique considéré pour réduire la proportion d'autres objets de nature différente mais reconstruits comme celui recherché à cause de propriétés similaires. Les qualités étiquetant un objet sont, par ordre de sélectivité croissante, c'est-à-dire d'efficacité d'identification décroissante de l'objet et de rejet croissant des objets de bruit de fond l'imitant : qualités relachée (loose), moyenne (medium), serrée (tight), avec d'autres variantes ou un sous-ensemble restreint de qualités possibles suivant les besoins de l'étude.

Chacun des objets de physique est reconstruit et identifié par des méthodes communes à la physique expérimentale des hautes énergies, mais aussi avec des spécificités liées aux choix techniques des sous-détecteurs. Les procédures ont été validées par des prises de données en test en faisceaux et l'étude de rayons cosmiques, avant la prise de données en collision. Chaque modification des conditions de l'accélérateur, comme la taille des paquets, l'empilement, et du détecteur, comme son ouverture lors d'une campagne de réparation ou d'amélioration (upgrade), engendrant un changement de l'alignement, nécessitent des études de performances pour exploiter au mieux les données nouvellement accumulées. En outre, les techniques de reconstruction et de sélection évoluent au cours de l'expérience grâce aux résultats des différentes étapes des analyses, aux différences résiduelles entre données et simulation, aboutissant à l'amélioration de la modélisation du dépôt d'énergie, de la description inhérente de la matière dans le détecteur, de l'alignement entre sous-détecteurs, mais aussi à la correction de bugs inévitables de l'esprit humain, améliorant ainsi la compréhension du détecteur mais émulant aussi de nouveaux besoins en termes de robustesse et de performances.

Les candidats vertex primaires et secondaires (désintégrations secondaires, photons convertis) sont reconstruits en associant des traces issues d'une même région et en ajustant leurs paramètres pour obtenir les caractéristiques des vertex : position et matrice d'erreur, puis un réajustement des traces est réalisé pour les contraindre de provenir précisément de chaque vertex associé. Pour avoir une bonne résolution, un nombre minimal de traces est requis pour le vertex reconstruit, ce qui permet en outre de contribuer à rejeter le bruit de fond de non-collision. Parmi différents candidats, à moins d'une technique alternative, comme c'est le cas par exemple pour la recherche du Higgs en paires de photons où une méthode multivariée permet de déduire le vertex, le vertex primaire communément choisi

3. Le mot matching est également utilisé dans un autre contexte pour signifier l'appariement entre une particule reconstruite et vraie de la simulation.

est celui dont la somme des impulsions transverses au carré des traces associées est la plus grande. Les particules directes sont reconstruites en utilisant préalablement pour origine le centre géométrique du détecteur. Lorsque l'information du vertex primaire est obtenue, la direction de l'objet peut être corrigée, ce qui améliore la résolution angulaire. Dans ce qui suit, l'ordre de revue des particules est choisi de manière à essayer de minimiser la possibilité d'une description postérieure à l'utilisation d'un terme. Ainsi par exemple, le lepton τ est décrit après le jet puisque certains modes de désintégration de τ contiennent des jets.

3.2 Quantification des performances

La performance de reconstruction, identification, déclenchement d'un objet est exprimée sous la forme d'une efficacité[4], intégrée ou différentielle en fonction d'une ou plusieurs variables, pouvant être obtenue à partir de simulation (dite Monte-Carlo[5]), ou à partir de données (méthodes dites data-driven).

La résolution relative en énergie d'un objet est la largeur de la distribution de la différence relative entre l'énergie reconstruite et sa correspondance vraie. En introduisant l'espérance $\mathbb{E}$, elle peut s'écrire comme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\mathbb{E}\left(\left[\frac{E_{reco} - E_{truth\ matched\ to\ reco}}{E_{truth\ matched\ to\ reco}}\right]^2\right) - \mathbb{E}^2\left(\frac{E_{reco} - E_{truth\ matched\ to\ reco}}{E_{truth\ matched\ to\ reco}}\right)}/E \quad (3.1)$$

Il est possible de ne pas utiliser de simulation Monte-Carlo pour cette étude, en sélectionnant un processus, se désintégrant vers les objets considérés ou similaires, dont les propriétés de résolution intrinsèque sont connues précisément. Grâce à un tel processus dit chandelle standard, un ajustement de la masse invariante permet de déduire la résolution relative en énergie. Si la chandelle standard se désintègre vers des objets similaires, une correction peut permettre d'extrapoler la résolution pour les objets de la chandelle standard vers les objets à considérer, ou une incertitude systématique peut être prise en compte pour tenir compte des différences. Par exemple la désintégration du

4. L'incertitude d'une efficacité [1] doit tenir compte de la corrélation entre les nombres d'événements initiaux et passant les coupures. Soit une efficacité $\epsilon = \frac{N_{tag}}{N_{init}}$. Introduisons N_{cut} tel que $N_{init} = N_{tag} + N_{cut}$ afin de rendre exclusives ces deux dernières quantités.

On a a $\epsilon = \frac{N_{tag}}{N_{tag}+N_{cut}}$ donc $N_{tag} = \epsilon N_{init}$ et $N_{cut} = N_{init}(1-\epsilon)$

La dérivation donne :
$\frac{\partial \epsilon}{\partial N_{tag}} = \frac{1}{N_{tag}+N_{cut}} - \frac{N_{tag}}{(N_{tag}+N_{cut})^2} = \frac{\epsilon}{N_{tag}} - N_{tag}\frac{\epsilon^2}{N_{tag}^2} = \frac{1-\epsilon}{N_{init}}$ et $\frac{\partial \epsilon}{\partial N_{cut}} = \frac{-N_{tag}}{(N_{tag}+N_{cut})^2} = -\frac{\epsilon^2}{N_{tag}} = -\frac{\epsilon}{N_{init}}$

L'erreur σ_ϵ sur l'efficacité s'obtient alors : $\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{init}}}$

5. Les échantillons de simulation sont aussi appelés Monte-Carlo, car basés sur la méthode Monte-Carlo, qui consiste à générer des événements de physique suivant des densités de probabilité définies par la théorie, à partir de procédés aléatoires. Le terme évoque les jeux de hasard pratiqués à la ville de même nom.

Z en paires d'électrons peut être utilisée pour obtenir la résolution en énergie des photons.

La linéarité d'un objet est le rapport entre l'énergie reconstruite et sa correspondance vraie :

$$linearity = \frac{E_{reco}}{E_{truth\ matched\ to\ reco}} \tag{3.2}$$

L'uniformité d'un objet est la variation de la linéarité avec la direction (η ou ϕ).

L'efficacité de reconstruction est la fraction d'objets reconstruits associés aux particules vraies parmi celles-ci :

$$\epsilon_{reco} = \frac{N_{truth\ matched\ to\ reco}}{N_{truth}} \tag{3.3}$$

La pureté de reconstruction est la fraction d'objets reconstruits appariés aux objets vrais parmi les objets reconstruits :

$$purity = \frac{N_{reco\ matched\ to\ truth}}{N_{reco}} \tag{3.4}$$

L'efficacité d'identification est la fraction d'objets identifiés parmi ceux reconstruits :

$$\epsilon_{ID} = \frac{N_{reco+ID}}{N_{reco}} \tag{3.5}$$

Le taux f de mauvaise identification (fake rate) est défini comme la fraction de faux objets identifiés à tort parmi les objets. La réjection Rej est l'inverse du taux de mauvaise identification :

$$1/Rej = f = \frac{N_{fake}}{N_{reco\ matched\ to\ truth}} = \frac{N_{reco} - N_{reco\ matched\ to\ truth}}{N_{reco\ matched\ to\ truth}} \tag{3.6}$$

En raison du taux de réjection important, le facteur de réjection est fréquemment calculé à partir d'échantillons filtrés. Une normalisation est nécessaire pour tenir compte du nombre de faux objets dans l'échantillon non filtré :

$$Rej = \frac{N_{evts}^{filt}/\epsilon_{filt}}{N_{fake\ \gamma}^{filt}} \times \frac{N_{truth\ jet\ particles}^{unfilt}}{N_{evts}^{unfilt}} \tag{3.7}$$

Lors du développement des performances de l'identification, une courbe de réjection (ou d'efficacité d'identification) de mauvais objets en fonction de l'efficacité d'identification des objets primaires est construite. En fonction des besoins d'une analyse, un point de fonctionnement (dit aussi d'opération) particulier de la courbe est choisi, par exemple une efficacité d'identification de l'ordre de 80 % pour les photons.

L'efficacité de déclenchement est la fraction d'objets passant les seuils de déclenchement parmi les objets reconstruits et identifiés. Pour une efficacité différentielle en fonction de l'impulsion transverse, l'appellation est courbe de virage au seuil (courbe de turn-on).

$$\epsilon_{trigger} = \frac{N_{reco+ID\ matched\ to\ trigger}}{N_{reco+ID}} \tag{3.8}$$

Différentes méthodes permettent de calculer l'efficacité de déclenchement à partir des données réelles. Le principe est d'évaluer l'efficacité du trigger considéré sur un objet reconstruit de la nature recherchée, dit sonde (probe). Suivant les conditions pour la mesure, différentes méthodes sont possibles. La méthode dite d'étiquetage et sonde (tag and probe) [2, 3] consiste à sélectionner un événement contenant deux objets de la nature recherchée, en utilisant un des deux objets pour l'identifier comme de telle nature (tag), et à mesurer l'efficacité en utilisant le second objet (probe). La méthode boostrap, sorte d'auto-amorçage, consiste à utiliser un événement dont un objet est apparié à un trigger de critère de sélection plus lâche que celui à tester de sorte que l'efficacité du trigger toujours actif soit dans la région du plateau, d'efficacité stable et maximale. Cette méthode peut poser un problème de statistique si le trigger de base est hautement prescalé. La méthode d'extrapolation électron vers photon consiste à utiliser une méthode tag et probe pour les électrons, et de calculer l'efficacité du déclenchement de photon en appliquant la sélection photon sur les électrons, en évoluant les variables de forme de gerbe des électrons vers leur correspondance pour les photons.

L'efficacité de sélection est la fraction d'objets passant les coupures de sélection parmi les objets reconstruits, identifiés et ayant déclenché le menu de trigger choisi.

$$\epsilon_{trigger} = \frac{N_{reco+ID+Trigg+Sel}}{N_{reco+ID+Trig}} \tag{3.9}$$

3.3 Electrons et photons

3.3.1 Reconstruction

Les électrons [6] et photons ont pour propriété commune l'existence d'un cluster dans le calorimètre électromagnétique. L'algorithme de reconstruction de référence, dit egamma du nom du groupe de travail en charge des études de performance sur les électrons et photons, est une fenêtre glissante (sliding window) [4] sur une grille de tours du calorimètre, correspondant à une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ cellules dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique, initialisée par l'existence d'une graine (seed) d'énergie transverse $E_T > 2,5\ GeV$ dans celui-ci pour l'acceptance $|\eta| < 2,5$ correspondant au détecteur interne, aboutissant de proche en proche à la recherche et construction du cluster. Le trigger associé aux électrons et photons couvre le domaine $|\eta| < 2,5$. Les électrons peuvent être reconstruits à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre, dans la région centrale $|\eta| < 2,5$ (algorithme nominal), ou la région avant dans la région $2,5 < |\eta| < 4,9$ sans qu'il ne soit possible de les distinguer des photons. L'ensemble des interactions des particules chargées avec les éléments actifs du détecteur interne constitue une trace [7],

6. Les particules d'antimatière, comme les positrons, sont considérées de façon implicite dans le texte.

7. Les traces sont reconstruites à partir de l'ordre de $p_T \approx 400\ MeV - 1\ GeV$.

caractérisée par certaines propriétés, par exemple le périgée, correspondant au point de distance la plus faible au vertex reconstruit, avec les paramètres d'impact transversal et longitudinal notés d_0 et z_0, mais aussi la direction de la particule chargée en ce point : θ, ϕ et la charge de la particule, souvent exprimée en fonction de l'impulsion de la trace : q/p. S'il existe une trace associée au cluster et à un vertex de conversion, sans hit dans la couche b, l'objet est alors reconstruit comme un photon converti, dans le cas contraire [8] comme un électron. L'énergie des électrons et photons est obtenue à partir de l'information du cluster électromagnétique. Cependant, dans le cadre de l'analyse $H \to 4e$, une combinaison [5] de l'information d'impulsion de trace et d'énergie du cluster est utilisée, permettant notamment d'améliorer la résolution en énergie et la reconstruction à faible énergie.

Comme l'algorithme egamma n'a une bonne efficacité qu'au delà d'une énergie de l'ordre de 4 GeV, une alternative est nécessaire pour les électrons mous de faible impulsion, pour certaines analyses comme la désintégration $J/\Psi \to ee$, de masse $m_{J/\Psi} = 3\ GeV$. Puisque la solution d'abaisser le seuil de la graine engendrerait l'existence d'un trop grand nombre de clusters, un autre algorithme, dit soft-e, utilise la trace comme graine, en recherchant une trace dans le détecteur interne dans son acceptance de $|\eta| < 2,5$ en adéquation avec un cluster électromagnétique. Cet algorithme est particulièrement utile pour reconstruire les électrons de $E_T < 5\ GeV$ et peut théoriquement reconstruire les électrons jusqu'à $E_T \approx 0,5\ GeV$. Néanmoins, en raison de la multiplicité des traces à cette énergie, des coupures de présélection sont effectuées ($p_T > 2\ GeV$, qualité des traces, coupures sur le nombre de hits, notamment de haut seuil en termes d'identification des électrons par le TRT, rapport E/p). Les électrons reconstruits par cet algorithme sont ainsi davantage tight que dans l'algorithme egamma. Un autre algorithme, dit forward electron, est utilisé pour les régions $|\eta| > 2,5$ en dehors de l'acceptance du détecteur interne, à partir de clusters topologiques des calorimètres EMEC et FCAL. Le seuil en E_T est de 5 GeV. De tels électrons ne peuvent être reconstruits que dans des topologies spécifiques, comme $Z \to ee$ et $H \to eeee$, où un des autres électrons est dans la région centrale. La forme de la gerbe dans les calorimètres permet de séparer les électrons des hadrons.

De l'ordre de 60 % des événements de désintégration de Higgs en paires de photons ont au moins une conversion avec un rayon inférieur à 80 cm [6]. Comme les photons se convertissent avant le calorimètre par interaction avec la matière, les électrons et positrons issus des photons convertis subissent une déflexion provoquant un élargissement de la gerbe du photon dans la direction ϕ, ce qui déteriore la résolution en énergie. En contre-partie, la conversion d'un photon peut être utilisée pour améliorer la mesure de la direction du photon puisque le détecteur interne mesure plus précisément les trajectoires que le calorimètre électromagnétique. Les conversions de photons, par interaction avec la matière active ou inactive, sont reconstruites de manière efficace pour des rayons inférieurs

8. En cas d'ambiguïté entre traces pour un électron, celle dont l'extrapolation vers le cluster électromagnétique donne le moindre écart en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ avec le barycentre du cluster électromagnétique est associée au cluster électromagnétique.

à 80 *cm*. Plusieurs types de conversions existent. Lorsque le photon se convertit suffisamment tôt dans le détecteur interne ou si les trajectoires des particules chargées peuvent être suffisamment séparées par le champ magnétique, il est possible de les distinguer comme deux particules distinctes : il s'agit d'un photon converti à deux traces, dit par abus de langage à double conversion. Si la conversion a lieu à un rayon plus important ou si la reconstruction de deux traces échoue, les traces des électrons et positrons ne peuvent pas être séparées : il s'agit d'une conversion à une trace, dite par abus de langage conversion simple. De manière indépendante, si la conversion a lieu tardivement, dans le TRT, qui ne possède pas d'information en z dans le tonneau ou en R dans le bouchon, le photon est dit converti TRT standalone [9] (TRTSA). Dans ces conditions, le détecteur interne ne possède pas les informations pour reconstruire la direction et le vertex du photon, ce qui nécessite l'utilisation du calorimètre électromagnétique.

La distance entre le point d'impact de la trace et la position du cluster associé est requise de $\Delta\eta < 0,05$ et $\Delta\phi < 0,1$ ou $\Delta\phi < 0,05$ suivant que la trace extrapolée soit du côté vers lequel le champ magnétique courbe la trajectoire ou du côté opposé. Dans le cas des photons, le cluster électromagnétique utilise les informations du premier et deuxième compartiment. L'extension du premier compartiment, importante pour la mesure de la direction et l'identification des photons, allant jusqu'à $|\eta| < 2,4$ pour la région de bonne granularité, l'extension angulaire choisie pour les photons est de $|\eta| < 2,37$, permettant une légère marge, ce qui permet de bien contenir la gerbe. Les électrons sont principalement reconstruits à l'aide du détecteur interne dont l'acceptance est de $|\eta| < 2,5$. L'extension utilisée pour les électrons est donc de 2,47, où une légère marge est prise pour bien contenir la gerbe dans le calorimètre électromagnétique, la granularité du compartiment avant n'étant pas aussi cruciale pour les électrons. L'association trace-cluster pour les électrons permet, en sélectionnant des événements avec des électrons, comme la production de W ou de Z, de pouvoir réaliser un inter-alignement (Fig. 3.3), c'est-à-dire un alignement relatif entre le détecteur interne et le calorimètre. Des corrections sont appliquées pour tenir compte de l'effet d'affaissement des absorbeurs du calorimètre sous l'effet de la gravitation (dit sagging).

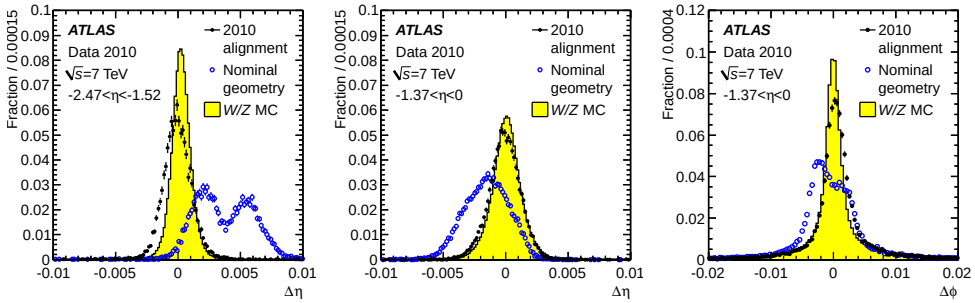


FIGURE 3.3 – *Ecart angulaire entre la trace et le cluster avant et après alignement, pour des candidats électrons issus de W et Z et différentes régions du détecteur, dans la prise de données 2010. Source : [7].*

9. L'usage du mot français "autonome" n'est pas communément utilisé.

Le mauvais alignement du détecteur interne peut engendrer une mauvaise reconstruction des traces. Concernant les déformations induisant des effets anti-symétriques sur la reconstruction, c'est-à-dire de sens opposés pour les particules de charge positive et négative, peuvent se présenter le cas de la courbure du détecteur (Fig. 3.4a), correspondant à une rotation azimutale des couches de détecteurs, proportionnelle à leur rayon, mais aussi le cas de la torsion (Fig. 3.4b). Concernant les déformations induisant des effets symétriques sur la reconstruction, peuvent se présenter le cas de variations radiales (Fig. 3.5a), et de modification de l'axe du champ magnétique (Fig. 3.5b, c).

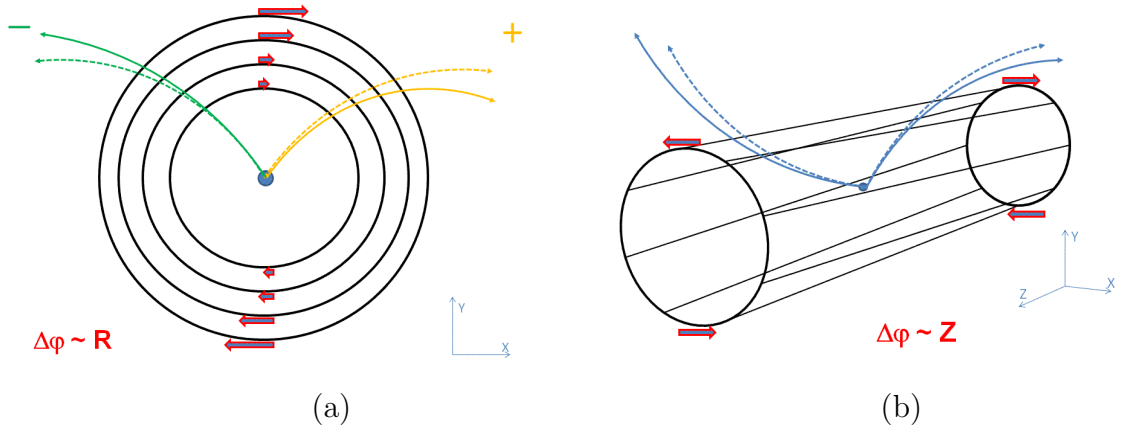


FIGURE 3.4 – *Déformations de courbure (a) et de torsion (b) déformant la reconstruction de la trace d'une particule (traits pleins) par rapport à la direction vraie (traits pointillés). Source : [8].*

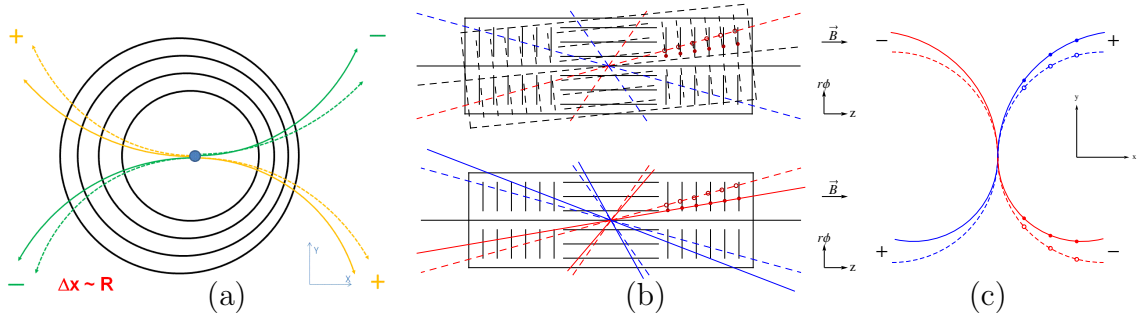


FIGURE 3.5 – *(a) Déformations radiales du détecteur interne, modifiant la reconstruction de la trace d'une particule (traits pleins) par rapport à la direction vraie (traits pointillés). Variation de l'axe du champ magnétique autour de l'axe x, vue dans le plan (b) $r-z$ et (c) $x-y$, modifiant la reconstruction de la trace des particules (traits pleins) par rapport à leur direction vraie (traits pointillés). Source : [8].*

Historiquement dans la préparation de l'expérience, des électrons étaient parfois reconstruits comme des conversions lorsque des particules chargées de signes opposés provenaient d'une origine voisine. Afin de maximiser l'efficacité de reconstruction des électrons, tous les objets egamma avec au moins une trace associée à un cluster électromagnétique sont traités préalablement comme des électrons d'où une ambiguïté temporaire entre électron et photon. Dans ce cadre, les photons convertis sont stockés dans le conteneur électrons, ce qui introduit ultérieurement une procédure de récupération des photons de ce conteneur (photon recovery). Le principe de la récupération de photons (Fig. 3.6) est de chercher dans le conteneur électrons les candidats qui ont une trace de conversion associée.

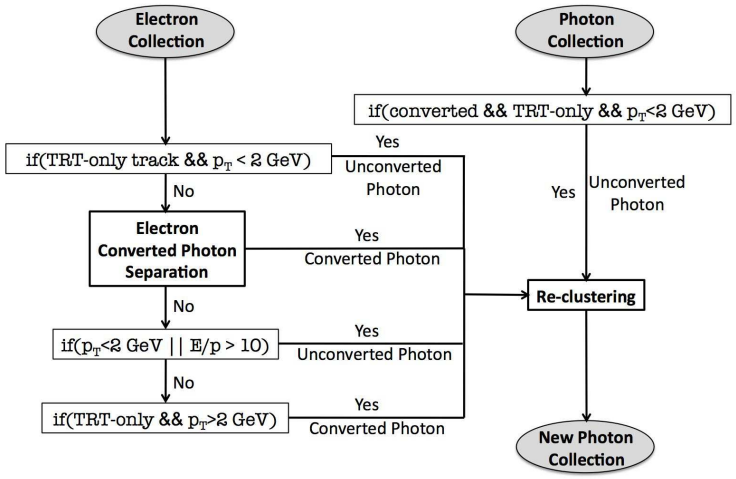


FIGURE 3.6 – *Diagramme fonctionnel de la procédure de récupération des photons dans le conteneur électrons. Source : [9].*

La trace la mieux associée à un cluster électromagnétique est comparée aux traces du meilleur vertex de conversion associé au même cluster. A partir du conteneur d'électrons, si la trace a uniquement des hits dans le TRT et que l'impulsion de la trace est faible, la trace est considérée comme de rayon trop élevé pour être un électron et d'impulsion trop faible pour être une conversion : le candidat est considéré comme un photon non converti. Puis une procédure, décrite dans le paragraphe suivant, est appliquée, pour classer le candidat soit comme définitivement photon converti soit comme encore traité comme électron. A l'issue de cette procédure, dans le cas de candidats toujours considérés comme électrons, si l'impulsion de la trace est trop faible pour être celle d'un photon converti ou pour être compatible avec l'énergie reconstruite dans le cluster électromagnétique, par le rapport $E/p > 10$, alors le candidat est considéré comme un photon non converti. Dans le cas contraire, si le candidat est à hits uniquement dans le TRT (TRT standalone), le candidat est considéré comme un photon converti.

La procédure usuelle de classement définitivement converti ou encore électron repose sur le principe de la figure 3.7. Si la trace est associée à un vertex de conversion, si la conversion est à double traces et que la trace considérée n'a pas de hits dans la couche b ou si les deux traces ont des hits dans la couche b et que l'impulsion de la trace est faible, alors le candidat est considéré définitivement comme un photon converti. Dans les cas contraires, il est toujours considéré temporairement comme un électron.

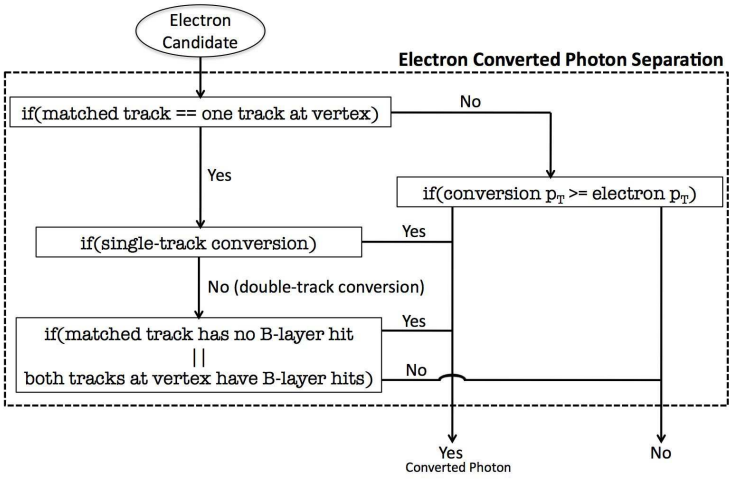


FIGURE 3.7 – *Séparation initiale et non définitive des électrons par rapport aux photons convertis. Source : [9].*

Au niveau de la reconstruction préalable, une taille fixe de clusters est choisie, corrigée a posteriori (procédure dite de reclustering) une fois connue la nature de la particule, électron ou photon en distinguant l'état de conversion, afin d'améliorer la résolution en énergie. Un cluster large contient convenablement la gerbe électromagnétique, ce qui limite l'impact des fluctuations latérales sur la résolution en énergie. Un cluster de faible taille réduit les contributions d'empilement et du bruit électronique à la résolution en énergie. Les électrons nécessitent une taille de cluster plus grande en raison de leur probabilité d'interaction plus élevée avec la matière, ce qui donne lieu à un rayonnement de freinage de photons (bremsstrahlung), dispersés en ϕ par rapport à la trajectoire courbée des électrons sous l'effet du champ magnétique [10]. Dans la région tonneau, le compromis choisi est une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi$, exprimée en nombre de cellules du second compartiment, de 3×5 cellules pour les photons non convertis, 3×7 cellules pour les photons convertis et électrons ; dans la région bouchon la taille choisie est de 5×5 pour les différents cas. En effet, par la force de Lorentz, l'amplitude de courbure des électrons de conversion est faible à faible θ, outre le fait que le champ magnétique est plus faible à grand η.

Les électrons, lorsqu'ils traversent la matière du détecteur interne, subissent des pertes d'énergie principalement par effet bremsstrahlung, ce qui peut aboutir à dévier leur trajectoire sous l'influence notamment du champ magnétique, dont l'effet de courbure est

10. Le rayonnement synchrotron des électrons est négligeable dans le détecteur.

d'autant plus important que l'impulsion des électrons, perdant peu à peu leur l'énergie, est faible. Les éléments intrinsèques de détection contribuent peu à la quantité de matière, mais les dispositifs associés : cartes électroniques de lecture, câbles, alimentations électriques, refroidissement, supports mécaniques, etc., augmentent considérablement cette quantité. Une technique de réajustement de la trace utilise une généralisation du filtre de Kalman [10], dont le principe est d'utiliser une série de mesures affectées par du bruit et imprécisions : les points de mesure du détecteur interne, pour estimer de manière récursive une observable : la direction de la particule. L'implémentation, dite *GSF* (Gaussian Sum Filter) [11, 12], sépare les bruits expérimentaux en une somme de composantes gaussiennes et les traite individuellement. Cette technique améliore la résolution en masse invariante ainsi que la position du pic (Fig. 3.8), principalement pour les domaines d'énergie transverse faible, où l'effet de bremsstrahlung est important, comme pour la reconstruction de la masse invariante du J/ψ.

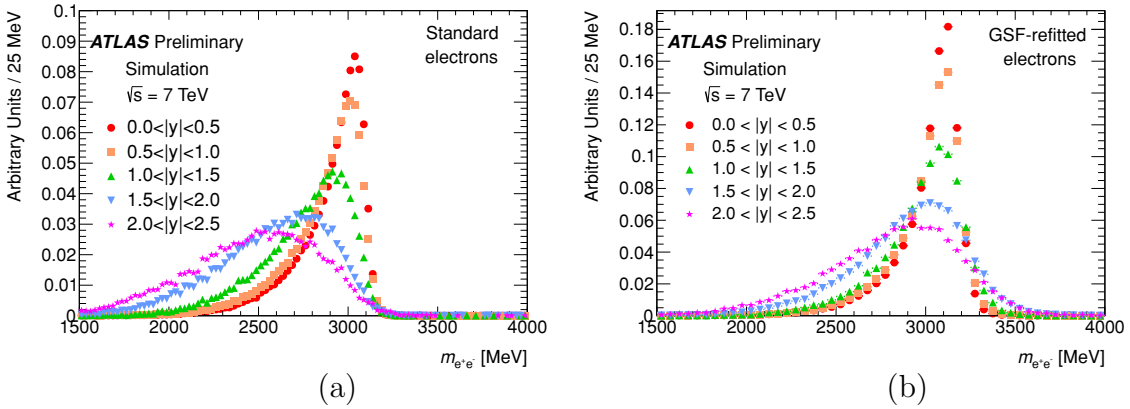


FIGURE 3.8 – *Reconstruction des électrons de façon historique (a) et par la technique GSF (b), utilisée de façon nominale après son développement, pour une simulation de la masse invariante du J/ψ. Source : [13].*

La figure 3.9 montre l'amélioration de l'efficacité et uniformité de reconstruction des électrons par l'application de la technique *GSF*.

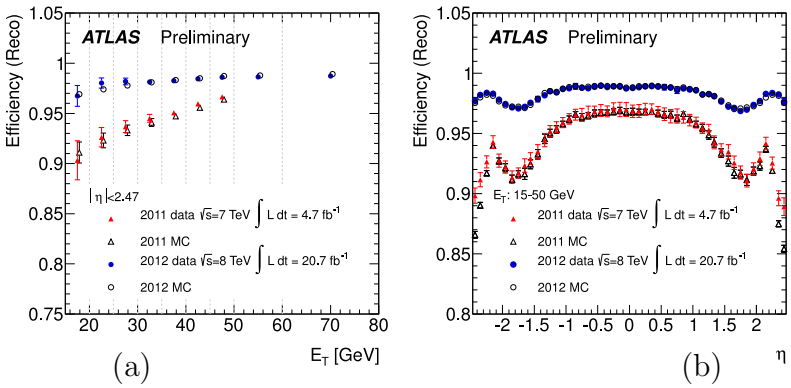


FIGURE 3.9 – *Amélioration de l'efficacité et uniformité de reconstruction des électrons en fonction de (a) E_T et (b) η dans la prise de données 2012, par l'utilisation de la technique GSF par rapport à 2011, lorsque cette campagne ne l'utilisait pas. Source : [14].*

3.3.2 Calibration

L'énergie des électrons et photons est obtenue à partir de l'information du cluster électromagnétique. Cependant, dans le cadre de l'analyse $H \to 4e$, une combinaison [5] de l'information d'impulsion de trace et d'énergie du cluster est utilisée, permettant notamment d'améliorer la résolution en énergie et la reconstruction à faible énergie. L'étalonnage ou calibration [11] en énergie dans le calorimètre électromagnétique consiste à mettre en concordance l'énergie reconstruite des électrons et photons avec leur valeur réelle, c'est-à-dire à établir la correspondance entre les dépôts d'énergie dans le détecteur et l'énergie de la particule les ayant créé, ce qui s'exprime techniquement par fixer l'échelle d'énergie. Les corrections sont fonction de la nature de la particule : électron, photon converti ou non. La calibration électronique au niveau cellule, expliquée dans le chapitre relatif au détecteur, utilise l'injection d'un signal de calibration, c'est-à-dire une énergie connue, pour établir le lien entre le signal électrique collecté par l'électrode et l'énergie correspondante de la cellule. La calibration au niveau cluster utilise la connaissance supposée du détecteur par la simulation pour établir son énergie à partir de celles des différentes cellules du cluster lui appartenant. La calibration in-situ, à partir des données réelles, tient compte du fait que la connaissance supposée du détecteur peut ne pas être parfaitement conforme avec la réalité, afin d'apporter des corrections résiduelles en utilisant un étalon de mesure bien établi par la physique, comme la masse du Z.

Divers effets (Fig. 3.10) affectent l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique pour un objet de physique composé d'un cluster de cellules, comme un électron ou un photon : énergie perdue dans des parties non instrumentées : région du détecteur interne, cryostat, solénoïde, matériel entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment, énergie en dehors du cluster électromagnétique (fuite latérale) ou au-delà de l'extension du calorimètre électromagnétique (fuite longitudinale), mais aussi matière passive du calorimètre, basé sur le concept d'échantillonnage. La calibration a pour objectif de tenir compte de ces différents effets pour obtenir une énergie reconstruite la plus proche possible de l'énergie réelle, afin d'obtenir une linéarité [12] $(E_{reco} - E_{true})/E_{true}$ meilleure que $0,5$ %.

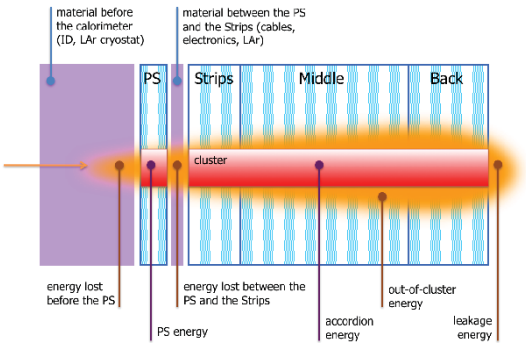


FIGURE 3.10 – *Vue schématique du développement de la gerbe électromagnétique. Source : [15].*

11. L'énergie des électrons est reconstruite principalement par le calorimètre électromagnétique. L'impulsion transverse est considérée et combinée avec l'information du calorimètre dans certaines analyses.
12. La linéarité est exprimée suivant les cas par E_{reco}/E_{true} ou $(E_{reco} - E_{true})/E_{true}$.

La méthode de calibration dite Calibration Hits (CH) [16, 17], utilisée par défaut dans ATLAS avant l'élaboration de la méthode multivariée utilisée en 2014, extrait les coefficients de calibration à partir d'une simulation complète du détecteur. L'énergie calibrée du cluster, déterminée à partir des informations du calorimètre électromagnétique, s'écrit [13] [18] :

$$E = \{\underbrace{a(E_{cal},\eta) + b(E_{cal},\eta)E_{PS} + c(E_{cal},\eta)E_{PS}^2}_{energy\ in\ front\ of calorimeter} + \underbrace{\frac{s_{cl}^{Accordion}(X,\eta)}{f_{out}(X,\eta)}\left(\sum_{i=1}^{3} E_i^{cl\ LAr}\right)(1 + f_{leak}(X,\eta))}_{energy\ in\ accordion}\} \times \underbrace{F(\eta,\phi)}_{energy\ modulation} \tag{3.10}$$

L'énergie perdue dans la matière du détecteur interne et entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique, notée *energy in front of calorimeter*, est paramétrisée en fonction de l'énergie E_{PS} déposée dans le pré-échantillonneur et par trois paramètres a, b, c fonctions de l'énergie déposée dans l'accordéon et corrigée par les facteur $s_{cl}^{Accordion}$ et f_{out} définis dans ce paragraphe. Pour la région tonneau $0 \leq |\eta| \leq 1,475$, le terme c est fixé à 0. Pour la région $|\eta| \geq 1,8$ hors de l'acceptance du pré-échantillonneur, l'énergie en amont du calorimètre électromagnétique est paramétrisée en fonction du barycentre de la gerbe dans ses trois compartiments. L'énergie déposée dans la partie accordéon somme l'énergie des contributions des trois compartiments : avant, milieu, arrière du cluster, corrigées par le facteur de correction d'échantillonnage $s_{cl}^{Accordion}$ tenant compte de la fraction d'échantillonnage, c'est-à-dire la fraction d'énergie déposée dans le milieu actif parmi les milieux actif et passif, de la correction pour tenir compte de la fraction d'énergie déposée en dehors du cluster, soit latéralement : $f_{out}(X,\eta)$, soit longitudinalement : f_{leak}. Les paramètres $s_{cl}^{Accordion}$, f_{out} et f_{leak} sont fonctions du barycentre longitudinal $X = \frac{\sum_{i=0}^{3} E_i^{cl\ LAr} X_i}{\sum_{i=0}^{3} E_i^{cl\ LAr}}$ du cluster, dit profondeur de gerbe, prenant compte de tous les compartiments ($i > 0$) ainsi que du pré-échantillonneur ($i = 0$), et de la profondeur X_i de chaque compartiment, exprimée en unité de longueurs de radiation. Un facteur $F(\eta,\phi)$ corrige l'effet de modulation en énergie, composé d'effets en η et en ϕ. La modulation en η provient d'une dépendance des fuites hors-cluster avec la position de la gerbe par rapport au milieu de la cellule centrale du cluster. La modulation en ϕ est liée à la géométrie en accordéon du calorimètre, ayant pour impact une variation en fonction de l'angle, de l'épaisseur de plomb traversée par la particule (voir paragraphe 3.3.3).

La méthode de calibration dite Longitudinal Weight (LW) (dite aussi $4-weight$), reconstruit l'énergie comme :

$$E = A\,(B + w_{PS}E_{PS} + E_{str} + E_{mid} + w_{back}E_{back}) \tag{3.11}$$

où sont introduits un facteur de calibration global A et des poids w_{PS}, w_{back} à certains compartiments, ainsi que les énergies dans les différents compartiments E_{PS}, E_{str}, E_{mid}, E_{back},

13. Le facteur de modulation en énergie est un facteur global, contrairement à ce que pourrait indiquer une erreur de frappe dans la référence [18]. La paramétrisation de l'énergie déposée en amont du calorimètre électromagnétique est modifiée par rapport à la référence [16]. Informations confirmées par les auteurs de [18] : Leonardo Carminati, Ruggero Turra, communication privée, 10 janvier 2012.

prenant en compte les fractions d'échantillonnage et un terme de compensation B pour les pertes d'énergie avant le pré-échantillonneur. Les différents paramètres sont calculés par simulation, de manière à minimiser la quantité $\chi^2 = (E_{reco} - E_{true})^2/\sigma^2(E_{true})$ associée à l'énergie. Dans la région spécifique de transition $1,447 < |\eta| < 1,55$ entre les tonneaux et les bouchons, une autre paramétrisation est utilisée, utilisant les tuiles scintillantes pour récupérer une partie de l'énergie perdue dans cette région. La paramètrisation s'écrit dans cette région : $E = A(B + E_b + E_e + W_{scint}E_{scint})$ où E_b et E_e sont les énergies du cluster déposées dans les parties tonneau et bouchon, E_{scint} est l'énergie du scintillateur et W_{scint} le poids de correction associé.

Les différentes méthodes de calibration ont été testées avec succès sur des données de test en faisceaux. Avant la publication de 2014, la précision de la calibration (calibration-hit avec 40 pb^{-1} de données de 2010 à $\sqrt{s} = 7\ TeV$) était [7] de $0,5 - 1$ % pour les électrons. Pour la publication de 2014 (calibration MVA avec 25 fb^{-1} de données de 2011 à $\sqrt{s} = 7\ TeV$ et 2012 à $\sqrt{s} = 8\ TeV$), la calibration utilise une méthode MVA [19]. La précision de la calibration obtenue est typiquement de $0,05$ % dans la plupart de l'acceptance du détecteur, atteignant $0,2$ % dans les régions avec une grande quantité de matière.

La figure 3.11 présente la procédure générale pour la calibration de l'énergie des électrons et photons pour les analyses de 2014 avec électrons et photons, typiquement $H \to 4e$ et $H \to \gamma\gamma$.

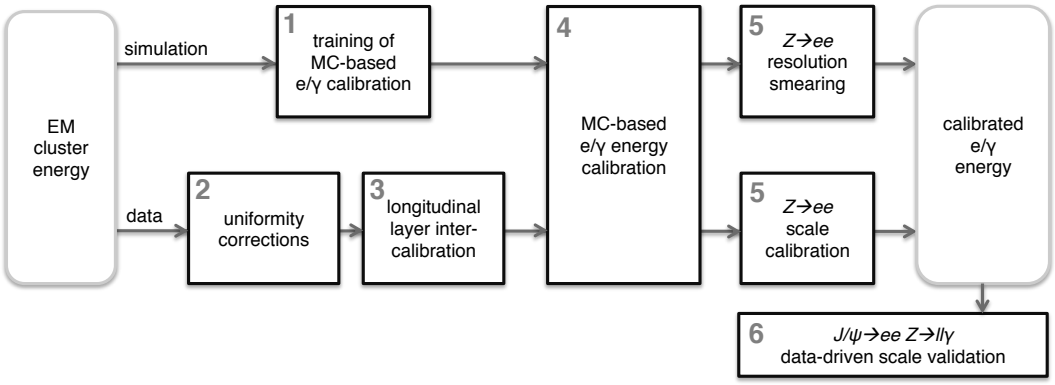


FIGURE 3.11 – *Vue d'ensemble de la procédure de calibration de l'énergie des électrons et photons. Source : [19].*

Afin que la procédure d'entraînement de la calibration (étape 1 de la figure 3.11) soit adéquate, la géométrie du détecteur et la simulation de l'interaction des particules avec la matière doivent être bien modélisées. Pour cela, la quantité de matière est mesurée au préalable dans les données à partir du rapport $E_{1/2} = E_1/E_2$ entre les énergies dans le premier et le second compartiment longitudinal. En effet, le début de la gerbe électromagnétique est corrélé à la quantité de matière en amont du calorimètre puisque une gerbe initiée de façon anticipée conduit à un excès du rapport E_1/E_2. Au cours de l'histoire de l'expérience ATLAS, il a été montré que les désintégrations Dalitz $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$,

permettent [20] par une désintégration spécifique et anticipée de contrôler l'épaisseur de matière du tube à faisceau. Des corrections d'uniformité (étape 2 de la figure 3.11) sont appliquées. Sont prises en compte notamment les inhomogénéités de haute tension, pour éviter des courts-circuits, la dépendance en temps de réponse du pré-échantillonneur, relié à des tensions non nominales pour éviter des cellules avec du bruit sporadique, les pertes d'énergie dans les interstices entre modules du calorimètre, les réponses différentes en fonction du niveau de gain (moyen et haut) du calorimètre, les effets gravitationnels d'élargissement entre modules. Des corrections sont obtenues en testant cette uniformité par le rapport E/p comparant l'énergie dans le calorimètre électromagnétique à l'impulsion obtenue par le détecteur interne, ou la masse invariante diélectrons, en fonction de la région. De plus, une calibration longitudinale relative (étape 3 de la figure 3.11) des différentes compartiments du calorimètre électromagnétique est effectuée. L'intercalibration des deux premiers compartiments est obtenue à partir de l'analyse de muons dans la désintégration $Z \to \mu\mu$, ce qui a l'avantage de ne pas dépendre de la matière en amont du calorimètre. Le compartiment arrière n'est pas calibré de façon in-situ dans cette campagne. L'échelle d'énergie du pré-échantillonneur est obtenue en exploitant sa corrélation avec l'échelle d'énergie des deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique.

La calibration MVA peut alors être opérée (étape 4 de la figure 3.11). A partir de la simulation, diverses quantités du cluster électromagnétique sont utilisées pour calibrer [14] les électrons et photons reconstruits à leur vraie énergie :

- l'énergie E_{acc} totale, non calibrée, dans l'accordéon (strips, middle, back),
- le rapport entre l'énergie du pré-échantillonneur et l'accordéon : E_0/E_{acc},
- la profondeur de gerbe $X = \frac{\sum_{i=0}^{3} E_i^{cl\ \ LAr} X_i}{\sum_{i=0}^{3} E_i^{cl\ \ LAr}}$ du cluster,
- la pseudo-rapidité $\eta_{cluster}$ dans le référentiel d'ATLAS, prenant en compte les corrections pour le mauvais alignement,
- l'index de la cellule dans le cluster, pour modéliser la forme de la gerbe,
- la pseudo-rapidité η par rapport au bord de la cellule, afin de tenir compte de la variation de fuites latérales en raison de la taille finie du cluster,
- l'angle azimutal ϕ par rapport aux absorbeurs de plomb, afin de tenir compte des variations d'épaisseur d'absorbeur rencontré par la particule.

En outre, pour les photons convertis, les quantités suivantes sont utilisées :

- le rayon de conversion,
- le rapport E_T^{acc}/p_T^{conv} de l'énergie transverse dans l'accordéon à l'impulsion des traces au point de conversion,
- l'asymétrie d'impulsion de traces au point de conversion, c'est-à-dire la fraction d'impulsion des traces au point de conversion portée par la trace de plus grand p_T.

Une fois la calibration opérée, des corrections d'échelle d'énergie sont appliquées sur les électrons et photons pour que la masse du Z reconstruite soit en accord avec la simulation. Cette calibration in situ (étape 5 du bas de la figure 3.11), tient compte d'inhomogénéités

14. L'optimisation (étape 3 de la figure 3.11) est réalisée de façon séparée entre les électrons, photons convertis et non convertis.

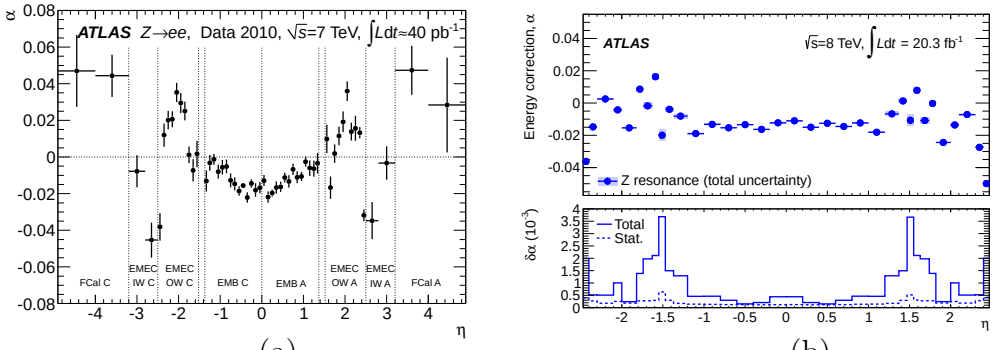
de la réponse du calorimètre : matériau mort additionnel, déformations mécaniques, hautes tensions ou température non dominales, etc. L'utilisation d'événements de type $Z \to ee$, $W \to e\nu$ et J/ψ permet de corriger de tels effets. La méthode de l'ajustement de la courbe de masse invariante [21] consiste à contraindre la distribution en masse invariante à la prédiction de celle du Z à partir d'événements $Z \to ee$. Cette opération peut être faite pour chaque couple k d'électrons pour un événement dans différentes régions (i, j) de l'espace des phases (régions en η, ϕ, p_T, etc.), ce qui permet d'obtenir l'intercalibration de ces régions. L'énergie reconstruite, non encore corrigée, s'écrit en fonction de l'énergie vraie, par $E_i^{rec} = E_i^{true}(1+\alpha_i)$ ($E_i^{data} = E_i^{MC}(1+\alpha_i)$). Au premier ordre, et en supposant bien connu l'angle entre les électrons, la masse reconstruite s'écrit, avec $\beta_{ij} = \alpha_i + \alpha_j$:

$$m_{ij}^{reco} = m_{ij}^{true}\left(1 + \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2}\right) = m_{ij}^{true}\left(1 + \frac{\beta_{ij}}{2}\right) \tag{3.12}$$

La vraisemblance s'écrit en fonction de celle de chaque couple d'événements dans des régions distinctes (i, j) :

$$-ln\ L_{tot} = \sum_{i,j=1} \sum_{k=1}^{N_{ij}^{events}} -ln\ L\left(\frac{m_k}{(1+\frac{\beta_{ij}}{2})}, \sigma_{M,k}\right) \tag{3.13}$$

où L_{ij} est la densité de probabilité de la compatibilité d'un événement avec la distribution en masse du Z, obtenue avec un générateur Monte-Carlo. La figure 3.12 présente un exemple des valeurs de α.



(a) (b)

FIGURE 3.12 – *Exemples de facteurs de correction α en fonction de la pseudo-rapidité, pour la prise de données (a) 2010 et (b) 2012. Source : (a) : [7], (b) : [19].*

Après la correction des énergies centrales des objets électromagnétiques par la calibration in-situ, la résolution dans les données est légèrement détériorée par rapport à la simulation. Afin de reproduire la résolution des données, cet effet est modélisé en appliquant dans la simulation une correction de dispersion (smearing, étape 5 du haut de la figure 3.11) en énergie, rendant ainsi compatible le terme constant modélisé avec celui réel issu des données.

La résolution relative en énergie pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS peut s'écrire (Fig. 3.13) $\sigma_E/E = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$ où le symbole $\oplus$ représente la somme quadratique.

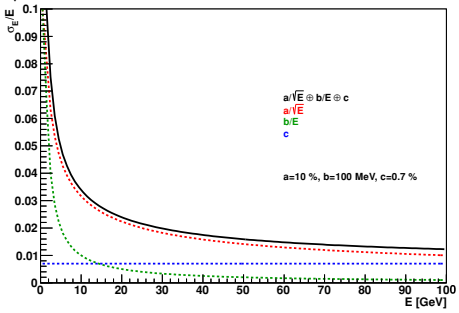
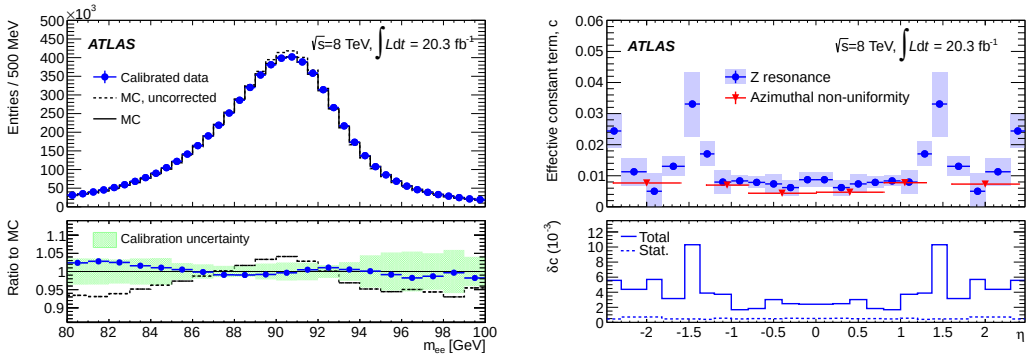


FIGURE 3.13 – *Contributions nominales à la résolution relative en énergie du calorimètre électromagnétique. Cette figure n'est qu'à titre illustratif pour montrer les contributions des termes stochastique (a), de bruit (b) et constant (c).*

Les contributions sont celles du terme d'échantillonnage a, relié directement à la structure du détecteur et non améliorable sans changement de celui-ci, du terme de bruit électronique et d'empilement b, et le terme constant c. A haute énergie considérée pour les photons typiques des analyses de physique, notamment la recherche dans ce canal, le terme constant est le terme améliorable dominant. Pour les faibles énergies, le terme d'échantillonnage, dominant, est déduit de la mesure des paramètres de calibration pour la désintégration du J/ψ. En supposant bien décrit ce terme, le terme constant se déduit de l'accord données/simulation pour les désintégrations du Z, par une méthode de soustraction utilisant les résolutions en masse :

$$c_{data} = \sqrt{2\left[\left(\frac{\sigma_m}{m_Z}\right)^2_{data} - \left(\frac{\sigma_m}{m_Z}\right)^2_{MC}\right] + c^2_{MC}} \tag{3.14}$$

où c_{MC} est le terme constant de $0,5$ % dans le Monte-Carlo. Le terme constant (Fig. 3.14) de correction effectif est de $0,8$ % dans le tonneau et de 1 % dans le bouchon. Avec l'ancienne calibration, le terme constant était [7] de $1,2$ % dans le tonneau et de $1,8$ % dans le bouchon.



(a) (b)

FIGURE 3.14 – *(a) Accord données-simulation et (b) terme constant effectif de correction c et son erreur δc, en fonction de η. Source : [19].*

Une validation de la calibration en énergie est effectée à partir des données, avec des sélections $J/\psi \to ee$ et $Z \to ll\gamma$. La désintégration radiative $Z \to ll\gamma$ est une méthode alternative pour valider et mesurer la calibration in-situ. L'approche par la méthode dite du modèle ou du χ^2, utilise cette désintégration de haute pureté, avec $l = e$ ou μ, en calibrant l'énergie brute du photon afin de minimiser la quantité $\chi^2 = \sum_i \frac{(N_{ll\gamma_{data,i}} - N_{ll\gamma_{MC,i}})^2}{\sigma^2_{ll\gamma_{data,i}} + \sigma^2_{ll\gamma_{MC,i}}}$ où la somme se fait sur les intervalles de mesure (bins) de masse. Une autre approche utilise le rapport $\frac{m(ll\gamma)_{data}/m(ll)_{data}}{m(ll\gamma)_{MC}/m(ll)_{MC}}$ où le photon est calibré. La valeur de α donnant un rapport unité est l'échelle d'énergie. Bien que le rapport de termes des données réduise les incertitudes d'échelles des leptons, la cinématique différente peut décaler les pics des distributions. Ainsi, un double rapport de rapports est utilisé, en comparant le rapport des données avec celui de la simulation.

Bien que ne pouvant pas fournir une mesure absolue de l'échelle d'énergie, car non basée sur une valeur connue comme la masse du Z, la mesure de E/p permet de s'assurer de la concordance entre les mesures énergétiques basées sur le calorimètre électromagnétique et le détecteur interne, obtenant ainsi l'uniformité de l'échelle d'énergie. Une telle mesure avec la désintégration de W est plus précise qu'avec la désintégration de Z en raison de la section efficace de production du W plus élevée, une seule trace pouvant être utilisée dans le cas du Z, la deuxième étant corrélée avec la première pour former une masse invariante compatible avec la masse du Z. L'inconvénient de la méthode avec un W est que la masse invariante ne peut pas être reconstruite.

L'incertitude sur l'échelle d'énergie provient de 15 contributions :
- La méthode, correspondant aux effets de bruit de fond, au choix de la taille de la fenêtre en masse, aux différences entre méthodes, aux biais résiduels de validation.
- La quantité de matière, dans le détecteur interne, le cryostat et le calorimètre.
- L'échelle d'énergie du pré-échantillonneur.
- La fraction de conversion, séparée en l'inefficacité, le taux de faux, et le rayon, pour les conversions des photons.
- Les fuites latérales hors du cluster.
- Le gain électronique pour le détecteur à argon liquide.
- La calibration du premier compartiment par rapport au deuxième.
- La mauvaise modélisation du détecteur à argon liquide pour l'intercalibration. Les incertitudes proviennent de la quantité d'énergie perdue par les particules dans l'argon liquide, de la taille de la région inactive entre les deux premières couches, où le champ électrique est inopérant, de la position de la transition entre les couches et de la diaphonie. Les effets sont regroupés en plusieurs termes : un terme de calibration global, un terme pour les photons non convertis, un terme pour la différence entre électron et photon non converti, un terme pour les électrons.
- La modélisation Geant 4.
- La modélisation du piédestal.

La non-linéarité avec la calibration MVA est inférieure à quelques pour mille pour $E_T^{true} > 10\ GeV$. L'amélioration de résolution varie, pour les photons non convertis de quelques centaines de GeV, de 3 % à 10 % dans le tonneau, de 10 % à 15 % dans le bouchon. Pour les photons convertis de même gamme d'énergie, la résolution est améliorée de l'ordre de 20 % par rapport à la calibration non multivariée. L'amélioration pour les électrons est de l'ordre de quelques % sauf dans la région $1,52 < |\eta| < 1,8$ où elle atteint de 10 % à 30 % en fonction de E_T. L'amélioration sur la résolution en masse invariante (Fig. 3.15) est de l'ordre de 10 %, jusqu'à 15 % en présence d'un photon converti où lorsqu'un photon atteint une zone proche de la transition tonneau-bouchon. La précision sur la calibration des électrons atteint de l'ordre de 2×10^{-4} dans la majeure partie du détecteur, jusqu'à 0,2 % pour les régions avec beaucoup de quantité de matière, 0,2 % à 1 % pour les électrons de 10 GeV et 0,2 % à 0,3 % pour les photons. La résolution atteint une précision relative de mieux que 10 % pour les électrons et photons jusqu'à $p_T \approx 60\ GeV$, jusqu'à 40 % pour les hautes énergies.

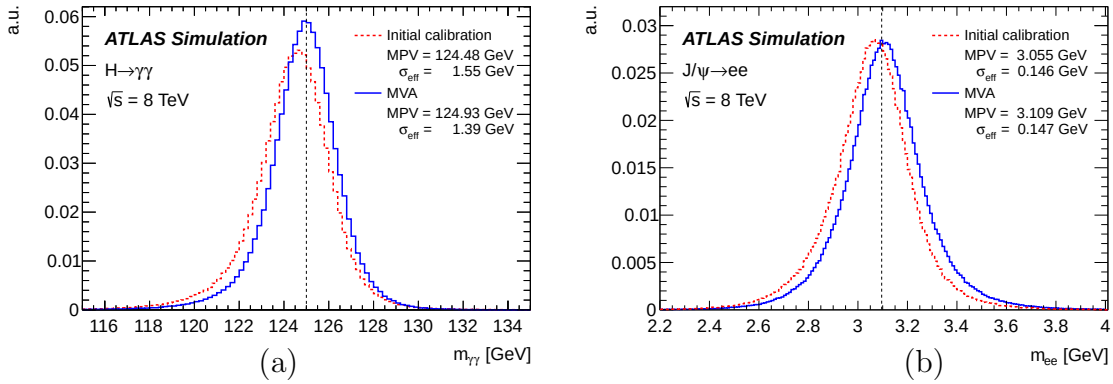


FIGURE 3.15 – *Spectre en masse invariante diphotons (a) et dielectrons (b) avec la calibration calibration-hit (std) et celle multivariée (MVA). Source : [19].*

3.3.3 Mesure de la direction

A haute luminosité, le détecteur interne seul ne peut pas déterminer la position du vertex du photon avec une bonne précision en raison du nombre élevé d'interactions. Des techniques alternatives, comme le pointage par le calorimètre électromagnétique, utilisant deux compartiments du calorimètre électromagnétique, sont décrites dans un chapitre dédié. Une mesure approximative est celle de l'angle η du cluster utilisant le barycentre en énergie des différents cellules dans les compartiments du calorimètre électromagnétique. L'angle du cluster s'écrit :

$$\eta_{cl} = \frac{3E_1\eta_{S1} + E_2\eta_{S2}}{3E_1 + E_2} \qquad \phi_{cl} = \phi_{S2} \tag{3.15}$$

En effet, l'énergie déposée dans les strips, de plus grande granularité, est plus faible que dans le second compartiment. Ce poids permet ainsi une meilleure précision sur la direction du cluster. Dans le premier compartiment, la position η_{S1} utilise seulement trois cellules adjacentes. En raison de la granularité des cellules, les mesures préalables de l'angle du cluster sont déviées vers les centres géométriques des cellules, ce qui introduit

un biais en forme de S, d'où une correction dite de $S-shape$. Dans le cas du compartiment milieu (Fig. 3.16b), constitué de cellules de grande extension en η de sorte que la gerbe est contenue dans environ deux cellules, si la gerbe électromagnétique se situe au centre d'une cellule, les contributions partielles de la gerbe dans les cellules contiguës à celle centrale sont symétriques de sorte que le biais est nul. Si la gerbe électromagnétique se situe au bord d'une cellule, l'énergie étant partagée entre deux cellules contiguës, et puisque l'énergie déposée dans les cellules latérales suivantes est trop faible, le biais est nul. Entre ces deux cas, un biais existe. Dans le compartiment avant (Fig. 3.16a), les cellules sont fines et l'angle η_{S1} est mesuré dans trois cellules adjacentes. Dans la configuration où la gerbe se situe exactement à l'interface de deux cellules, l'énergie est partagée par ces deux cellules, mais les cellules suivantes contiennent une énergie plus importante que dans le cas du second compartiment, ce qui conserve un biais pour cette configuration en η.

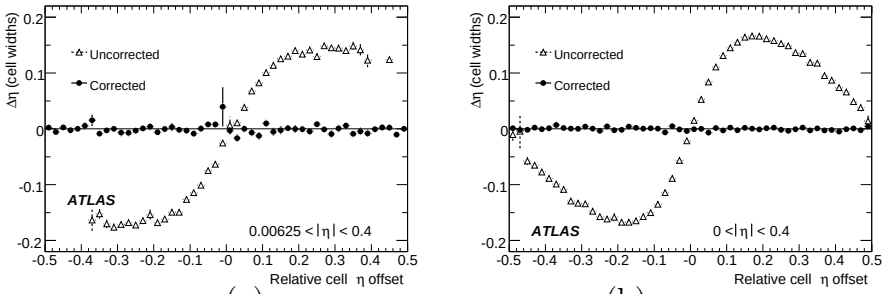


FIGURE 3.16 – *Biais entre la position en η mesurée par le cluster et celle générée au niveau de la simulation, pour le compartiment avant (a) et milieu (b), en raison des effets de granularité et taille de gerbe électromagnétique. Source : [6].*

Dans la direction ϕ, la géométrie en accordéon engendre un partage d'énergie plus important entre cellules, de sorte que l'effet de $S-shape$ n'est pas significatif. En revanche, en raison de la variation de la quantité effective d'absorbeur traversée (Fig. 3.17a) par une particule incidente en fonction de la position en ϕ, une modulation de réponse en énergie apparaît en fonction de ϕ (Fig. 3.17b), prise en compte dans le facteur correctif $F(\eta, \phi)$.

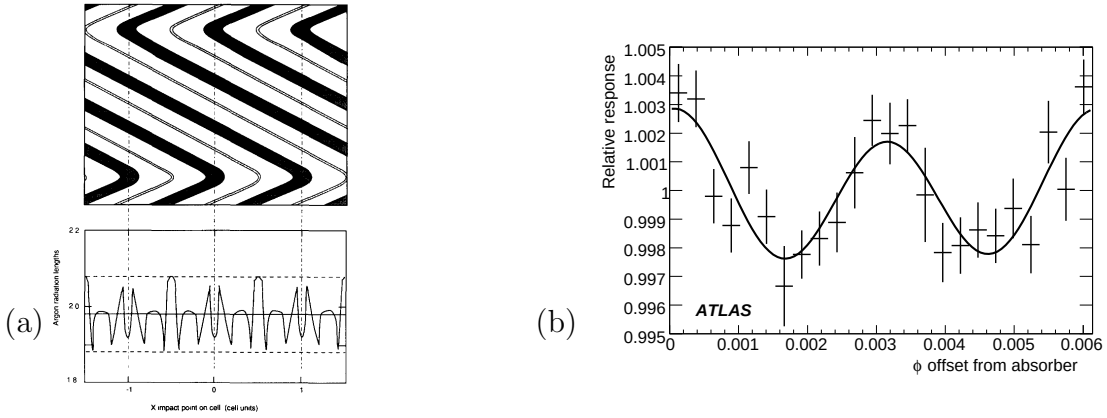
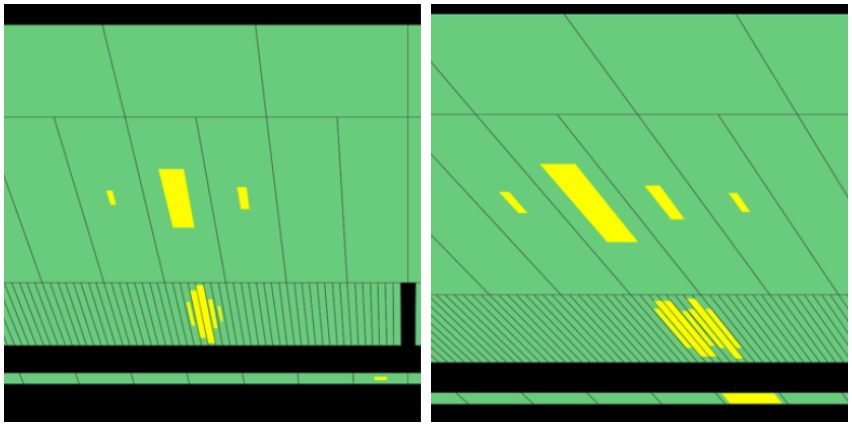


FIGURE 3.17 – *(a) Variation de l'épaisseur effective traversée par une particule, en fonction de ϕ. Source : [22]. (b) Modulation en énergie en fonction de ϕ. Source : [6].*

3.3.4 Identification

D'autres objets que les électrons ou photons directs peuvent imiter leur interactions dans le détecteur et constituer une source de bruit de fond : électrons issus de photons convertis ou de hadrons, photons provenant de la désintégration de hadrons neutres comme $\pi^0, \eta, \eta', \omega$, hadrons neutres imitant les photons par leur interaction dans le calorimètre électromagnétique, hadrons chargés imitant les électrons. Une fois que les électrons et photons sont reconstruits, une phase d'identification, dont les performances sont testées à partir d'échantillons Monte-Carlo, est réalisée afin d'assurer que les vrais électrons et photons recherchés dans une signature de physique sont sélectionnés avec une efficacité élevée et uniforme, tout en rejetant le bruit de fond. La figure 3.18 illustre un événement avec un candidat photon et un autre avec un candidat π^0 sélectionné dans les données d'ATLAS en 2010.



(a) (b)

FIGURE 3.18 – *Visualisation d'événements d'ATLAS avec les données de 2010 : candidats (a) photon et (b) π^0. Source : [23].*

L'identification repose sur des variables de forme de gerbe dans les calorimètres et de paramètres de traces. Les critères exacts pour les diverses classifications évoluent au cours du temps : prise en compte de l'environnement en termes d'énergie dans le centre de masse et d'empilement, découverte de nouvelles variables discriminantes, remplacement de certaines, suppression d'autres, utilisation d'outils multivariés. Lors du développement de la gerbe électromagnétique, les électrons et photons déposent leur énergie principalement dans le calorimètre électromagnétique, avec une queue de gerbe (typiquement inférieure à 2 % de leur énergie) dans le calorimètre hadronique. Les gerbes hadroniques commencent également leur développement dans le calorimètre électromagnétique mais ont une extension supérieure dans le calorimètre hadronique. Ces fuites longitudinales d'énergie dans le calorimètre hadronique se mesurent par le rapport $Rhad1 = E_T(had1)/E_T(elmg)$ entre l'énergie transverse déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ et celle déposée dans le calorimètre électromagnétique. Dans le cas de la région entre $|\eta| = 0,8$ et $1,37$ pour laquelle il existe une zone de transition entre les parties milieu et étendue du calorimètre hadronique à tuiles, c'est la fuite d'énergie totale dans la calorimètre hadronique non limitée au premier compartiment qui est considérée dans la fraction, notée *Rhad*. La gerbe électromagnétique des

électrons et photons est déposée principalement dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique. Comme les gerbes issues des électrons et photons sont moins larges que celles des jets, il est possible de les distinguer par des rapports entre énergies déposées dans des clusters de tailles différentes. Le développement latéral dans la direction η est le rapport $R_\eta = \frac{E_2(3\times7)}{E_2(7\times7)}$ entre l'énergie déposée par la gerbe dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ cellules du second compartiment et celle déposée dans une fenêtre d'extention différente en $\eta : 7 \times 7$ cellules. Le développement latéral dans la direction ϕ est un rapport analogue $R_\phi = \frac{E_2(3\times3)}{E_2(3\times7)}$ en variant l'extension en ϕ. En raison du champ électromagnétique qui courbe les trajectoires de la paire électron/positron issue des photon convertis, l'extension latérale de la gerbe dans la direction ϕ est plus grande que celle en η, d'où une séparation signal/bruit de fond moindre. La largeur de la gerbe dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique est calculée dans la direction η par $\omega_{\eta_2} = \sqrt{(\sum_i E_i \cdot \eta_i^2)/(\sum_i E_i) - ((\sum_i E_i \cdot \eta_i)/(\sum_i E_i))^2}$ où la somme se fait sur une fenêtre de 3×5 cellules du second compartiment, en utilisant les pseudo-rapidités des centres des cellules i et leur énergie. Une correction est ajoutée pour tenir compte du biais sur η lié au point d'impact de la particule dans la cellule de taille finie.

Dans le cas des photons, les coupures précédentes rejettent les jets avec des pions très énergétiques ou développant une gerbe très large. Après ces coupures, les jets avec des $\pi^0 \to \gamma\gamma$, $\eta \to \gamma\gamma$, $\omega \to \gamma\pi^0$, $K_S \to \pi^0\pi^0$ sont la contribution principale (76 % pour π^0, 14 % pour η, ω, K_S) pouvant imiter des photons. L'angle θ entre photons issus par exemple d'un π^0 est de la forme[15] $\sin^2\theta/2 = \frac{m^2_{\pi^0}}{4E_1E_2}$, de sorte qu'à haute énergie, les deux photons deviennent très proches au point d'avoir un recouvrement. Une première solution consiste à éloigner le sous-détecteur afin d'augmenter la séparation entre les photons, mais cela réduit l'acceptance couverte et augmente la quantité de matière, donc les conversions de photons, diminuant ainsi les particules collectées au niveau du calorimètre électromagnétique. Une autre solution est de réduire la taille des cellules afin d'augmenter la granularité, ce qui a l'inconvénient de nécessiter la miniaturisation de l'électronique et l'augmentation du nombre de composants. Pour rejeter les jets, la grande granularité du premier compartiment du calorimètre électromagnétique est utilisée. Pour cela, il faut disposer d'un minimum d'énergie (au moins 0,5 % de l'énergie totale) et une granularité suffisante (les critères sont appliqués pour la région $|\eta| < 2,37$). La particule π^0 et la plupart des bruits de fond dominants restants se désintègrent en paires de photons. Un deuxième maximum est recherché dans dans le premier compartiment, dans la direction η, où la segmentation est très fine, dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,125 \times 0,2$ autour de la cellule la plus énergétique. En cas d'existence de plusieurs maxima, seuls les deux plus grands sont considérés. Pour exploiter cette signature, une variable discriminante possible est la différence d'énergie $\Delta E = E_{2max} - E_{min}$ entre le deuxième maximum E_{2max} d'énergie dans une piste et le minimum E_{min} d'énergie entre les pistes du premier et second maximum. La variable discriminante $R_{2max} = E_{2max}/(1 + 9 \times 10^{-3} E_T)$ est le rapport entre l'énergie du deuxième maximum et un seuil dépendant de l'énergie transverse E_T

15. En tenant compte de la masse nulle des photons, il vient : $m^2_{\pi^0} = 2E_1E_2(1 - \cos\theta)$.

du cluster dans le calorimètre, de manière à s'affranchir le plus possible des fluctuations statistiques liées au développement de la gerbe. Une variante de cette quantité, plus discriminante et remplaçant R_{2max} au début de 2010, est le rapport relatif du premier et second maximum : $\Delta E_{maxs1} = E_{ratio} = \frac{E_{max}-E_{max2}}{E_{max}+E_{max2}}$. La fraction d'énergie hors du cœur de la gerbe [16] est définie comme $F_{side} = \frac{E(\pm 3)-E(\pm 1)}{E(\pm 1)}$ où $E(\pm n)$ est l'énergie déposée dans une extension jusqu'à $\pm$ n strips autour de celui ayant le plus grand dépôt d'énergie. La largeur de la gerbe en η dans 20 pistes [17] est $\omega_{tot1} = \sqrt{(\sum_i E_i(i-i_{max})^2)/(\sum E_i)}$, où i est le numéro de piste et i_{max} est le numéro de piste associé au premier maximum. Une variante est la largeur de la gerbe $\omega_{3\ strips}$ dans 3 pistes autour de celle contenant le maximum de dépot d'énergie. Une autre variable f_1, néanmoins très peu discriminante (efficace à 99 %) et plutôt considérée comme une coupure de qualité, est la fraction d'énergie du cluster déposée dans le premier compartiment. Les variables E_{ratio} et ΔE fournissent une réjection pour le cas où les photons du π^0 forment des maxima d'énergie séparés dans le premier compartiment. Les variables F_{side} et ws_3 fournissent une réjection lorsque les deux gerbes se recouvrent davantage, dans un plus grand maximum. La figure 3.19 illustre la discrimination des variables de forme de gerbe.

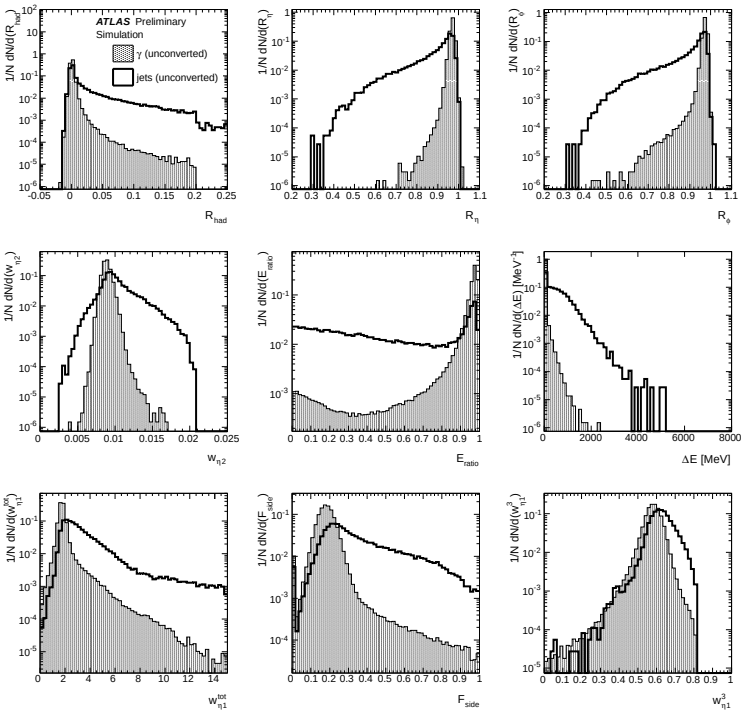


FIGURE 3.19 – *Principales variables discriminantes de forme de gerbe utilisées pour l'identification des électrons et photons. Les distributions correspondent à une sélection de photons non convertis et jets, dans une gamme* $0 < |\eta| < 0,6$ *et* $E_T > 20$ *GeV. Source : [9].*

16. Plusieurs notations sont utilisées dans la littérature : F_{side}, $fracm$, $fracs1$.

17. Plus précisément, c'est la largeur dans une zone en η de taille $0,0625$, soit 20 strips pour le premier compartiment tonneau : $0,0625/(0,025/8) = 20$.

Les photons non convertis développent leur gerbe électromagnétique plus tardivement que les électrons, de sorte que leur distribution dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique est plus fine. L'absence de courbure par le champ magnétique rend la distribution R_ϕ différente de celle des électrons. Les photons spécifiquement convertis ont une largeur dans la direction ϕ plus large que les électrons. En raison de la dépendance de la quantité de matière avec η, qui fait varier le début de la formation de la gerbe électromagnétique, mais aussi de l'influence du champ magnétique pour les photons convertis, les seuils de séparation entre électron/photon et objet hadronique sont optimisés en fonction de η, ainsi que l'état de conversion des photons.

La mesure du rapport p_T/E_T (Fig. 3.20) entre la somme p_T des impulsions transverses des traces des électrons/positrons de conversion et l'énergie transverse E_T du cluster électromagnétique permet une discrimination supplémentaire entre les vrais conversions et les faux photons. Cette variable présente dans le cas des photons directs convertis une valeur proche de 1 avec une queue non gaussienne aux valeurs inférieures en raison du rayonnement de freinage des électrons. En revanche, pour les photons convertis provenant d'un π^0, la distribution pointe à des valeurs inférieures car il est moins probable que les deux photons issus du π^0 (ou d'un autre hadron) se convertissent. Cette variable permet notamment d'évaluer les fractions de contributions $\gamma - jet$ et $jet - jet$ dans le bruit de fond.

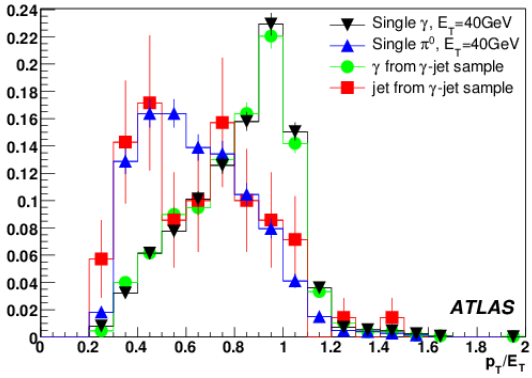


FIGURE 3.20 – *Variable discriminante p_T/E_T pour différentes configurations normalisées de signal et bruit de fond au canal $H \to \gamma\gamma$. Source : [6].*

Une autre technique permettant de réduire la contribution de π^0 consiste à exploiter le biais obtenu au niveau du vertex obtenu par l'exploitation des photons seuls et en utilisant le système du point de conversion avec le calorimètre électromagnétique, dans le cas particulier de la désintégration d'un π^0 dont l'un des photons de désintégration se convertit. Cette approche, proposée dans le passé (vers 2009-2010) par Daniel Fournier et étudiée par Francesco Polci au cours de son post-doc, n'a pas été définitivement conclue.

Ces deux approches ne sont pas utilisées dans l'identification des photons. Cependant, les techniques multivariées, notamment par réseau de neurones (2011), couvrent très probablement une telle approche par le choix des variables utilisées, bien que de façon moins explicite que par cette variable.

Pour tenir compte des éventuelles différences entre données et simulation, des corrections sur les variables de forme de gerbe, dites fudge factors peuvent être appliquées, correspondant à des translations basées sur les différences de valeurs moyennes des distributions (notées DV pour Discriminating Variable), pouvant dépendre de l'énergie et de la région angulaire : $DV_k^{corr} = DV_k + \Delta\mu_{DV}(E_T, \eta)$. Une amélioration à cette simple translation est la transformation plus générale, dite de Smirnov ou méthode d'inversion [24], de la distribution, prenant en compte la forme de la variable de forme de gerbe. Si on suppose une variable de forme de gerbe distribuée suivant une densité de probabilité f pour la simulation et g pour les données, de fonctions cumulatives respectives $F(x) = \int_{-\infty}^{x} f(t)dt$ et $G(x) = \int_{-\infty}^{x} g(t)dt$, alors une variable x_{MC} de la simulation se transforme en x_{data} tel que : $x_{data} = G^{-1}(F(x_{MC}))$. La figure 3.21 présente un exemple de mise en accord de variables discriminantes par la méthode de Smirnov. Une correction additionnelle ou de remplaçement au fudge factor est un facteur d'échelle (scale factor) qui affecte un poids à chaque événement de manière à ce que l'efficacité obtenue par simulation reproduise celle des données.

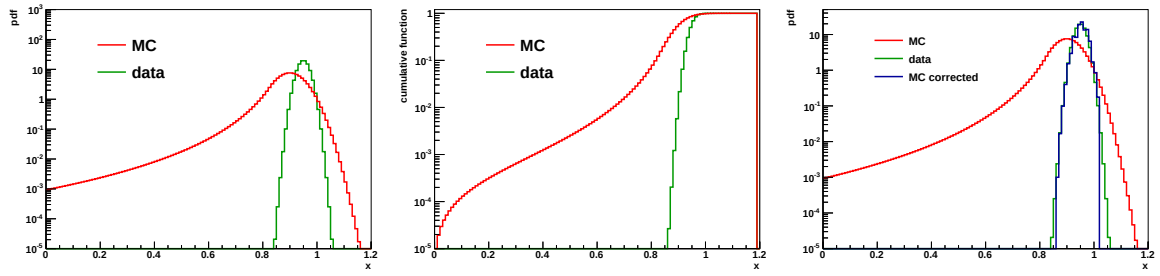


FIGURE 3.21 – *Méthode de Smirnov : (a) variables discriminantes avant correction ; (b) fonctions cumulatives associées aux variables discriminantes ; (c) variables discriminantes avant et après correction. Les figures sont à titre illustratif uniquement.*

Différentes qualités distinctes permettent de qualifier les électrons et photons : loose, medium et tight pour les électrons, loose et medium pour les photons, avec des évolutions de versions comme des suffixes +, ++, ou numéros de version dits tune pour simplifier les notations, mais encore des méthodes multivariées, par exemple likelihood pour les électrons, réseau de neurones pour les photons. Les coupures sont optimisées par région de η et de E_T pour les électrons, et par région de η pour les photons. Les coupures sont distinctes pour les électrons, photons non convertis et convertis. Les électrons et photons ont des coupures loose en commun pour simplifier le déclenchement. La sélection loose utilise les variables de forme de gerbe du second compartiment du calorimètre électromagnétique. Pour les électrons, la sélection medium utilise les informations du premier compartiment (strips) du calorimètre électromagnétique, la qualité des traces et l'appariement (matching) trace-cluster. La qualité tight pour les électrons requiert la compatibilité entre l'impulsion de la trace et de l'énergie du cluster associé par une coupure sur le rapport E/p. En l'absence de champ magnétique (hors analyses classiques), la signature des électrons peut être rendue difficile en raison de l'impossibilité d'utiliser la variable E/p pour la discrimination. Ce problème de champ magnétique peut être volontaire (calibration spéciale pour obtenir des traces droites) ou involontaire : problème d'alimentation.

Des coupures utilisent la fraction de hits à haut dépôt d'énergie dans le TRT, afin de rejeter les hadrons chargés, et nécessitent la présence de hits dans le détecteur à pixel pour rejeter les candidats de conversion. Des coupures de matching trace-cluster plus serrées sont utilisées ainsi que des coupures liées au paramètre d'impact. La qualité tight des photons est optimisée pour rejeter le bruit de fond principal aux photons : les π^0, par des coupures utilisant le premier compartiment. Les électrons avants utilisent des variables spécifiques pour l'identification [7].

Les tableaux 3.1 et 3.2 présentent un résumé des variables typiquement utilisées pour l'identification des électrons et photons. Des améliorations au choix de coupures reposent sur des méthodes multivariées, par exemple un réseau de neurones [25], améliorant l'efficacité d'identification de 8 % par photon.

Type	Description	Name
Loose selection		
Acceptance	$\|\eta\| < 2.47$	
Hadronic leakage	Ratio of E_T in the first layer of the hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster (used over the range $\|\eta\| < 0.8$ and $\|\eta\| > 1.37$)	R_{had1}
	Ratio of E_T in the hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster (used over the range $\|\eta\| > 0.8$ and $\|\eta\| < 1.37$)	R_{had}
Middle layer of EM calorimeter	Ratio of the energy in 3×7 cells over the energy in 7×7 cells centred at the electron cluster position	R_η
	Lateral width of the shower	$w_{\eta 2}$
Medium selection (includes loose)		
Strip layer of EM calorimeter	Total shower width	w_{stot}
	Ratio of the energy difference between the largest and second largest energy deposits in the cluster over the sum of these energies	E_{ratio}
Track quality	Number of hits in the pixel detector (≥ 1)	n_{pixel}
	Number of total hits in the pixel and SCT detectors (≥ 7)	n_{Si}
	Transverse impact parameter ($\|d_0\|$ <5 mm)	d_0
Track–cluster matching	$\Delta\eta$ between the cluster position in the strip layer and the extrapolated track ($\|\Delta\eta\| < 0.01$)	$\Delta\eta$
Tight selection (includes medium)		
Track–cluster matching	$\Delta\phi$ between the cluster position in the middle layer and the extrapolated track ($\|\Delta\phi\| < 0.02$)	$\Delta\phi$
	Ratio of the cluster energy to the track momentum	E/p
	Tighter $\Delta\eta$ requirement ($\|\Delta\eta\| < 0.005$)	$\Delta\eta$
Track quality	Tighter transverse impact parameter requirement ($\|d_0\|$ <1 mm)	d_0
TRT	Total number of hits in the TRT	n_{TRT}
	Ratio of the number of high-threshold hits to the total number of hits in the TRT	f_{HT}
Conversions	Number of hits in the b-layer (≥ 1)	n_{BL}
	Veto electron candidates matched to reconstructed photon conversions	

Tableau 3.1 – *Définition des variables pour les qualités d'identification loose, medium et tight des électrons dans la région centrale du détecteur ($|\eta| < 2,47$). Source : [7].*

Category	Description	Name	Loose	Tight
Acceptance	$\|\eta\| < 2.37$, $1.37 < \|\eta\| < 1.52$ excluded	–		✓
Hadronic leakage	Ratio of E_T in the first sampling of the hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster (used over the range $\|\eta\| < 0.8$ and $\|\eta\| > 1.37$)	R_{had_1}	✓	✓
	Ratio of E_T in all the hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster (used over the range $0.8 < \|\eta\| < 1.37$)	R_{had}	✓	✓
EM Middle layer	Ratio in η of cell energies in 3×7 versus 7×7 cells	R_η	✓	✓
	Lateral width of the shower	w_2	✓	✓
	Ratio in ϕ of cell energies in 3×3 and 3×7 cells	R_ϕ		✓
EM Strip layer	Shower width for three strips around maximum strip	$w_{s\,3}$		✓
	Total lateral shower width	$w_{s\,\text{tot}}$		✓
	Fraction of energy outside core of three central strips but within seven strips	F_{side}		✓
	Difference between the energy associated with the second maximum in the strip layer, and the energy reconstructed in the strip with the minimal value found between the first and second maxima	ΔE		✓
	Ratio of the energy difference associated with the largest and second largest energy deposits over the sum of these energies	E_{ratio}		✓

Tableau 3.2 – *Définition des variables pour les qualités d'identification loose et tight des photons. Source : [9].*

Différentes méthodes peuvent être utilisées pour mesurer l'efficacité d'identification des électrons et des photons. Avec la simulation, le principe consiste à mesurer l'efficacité sur la simulation, après avoir appliqué des corrections sur les variables de forme de gerbe, pour bien modéliser les données réelles (corrections de type Fudge-Factor lorsque les formes sont semblables et ne différent que par des valeurs moyennes, corrections par des transformations de Smirnov dans le cas plus général, ou aussi Scale Factor, etc.). Avec les données réelles, différentes méthodes sont possibles, avec des domaines différents d'applicabilité. Pour les électrons, les désintégrations J/ψ, $W \to ee$, $Z \to ee$ peuvent être utilisées avec une technique de tag and probe. En revanche, il n'y a pas de processus approprié produisant des photons directs dans une large gamme d'énergie transverse. Ainsi, pour les photons (Fig. 3.22), les différentes méthodes de mesure d'efficacité d'identification sont l'utilisation d'une source de photons comme la désintégration radiative $Z \to ll\gamma$,

bien que la statistique soit très limitée par la section efficace très faible, la transformation de Smirnov et la méthode de la matrice. La méthode de désintégration radiative consiste à sélectionner des événements avec un photon et deux leptons de même saveur et charges opposées, tels que la masse invariante du système leptons et photons soit compatible avec la masse du Z. Les leptons peuvent être choisis comme électrons ou muons. Outre la limitation basse liée au seuil de trigger, la statistique est limitée pour les énergies élévées. La méthode de Smirnov (extrapolation $Z \to ee$) pour le calcul d'efficacité consiste à évaluer l'efficacité d'identification sur des électrons dont les formes de gerbe ont été préalablement modifiées pour imiter celles des photons. La limitation est liée au déclenchement des deux électrons et à la statistique à haut E_T. La méthode de la matrice consiste à mesurer la pureté en photons avant et après identification, en utilisant une autre variable discriminante décorrélée, par exemple l'isolation de trace.

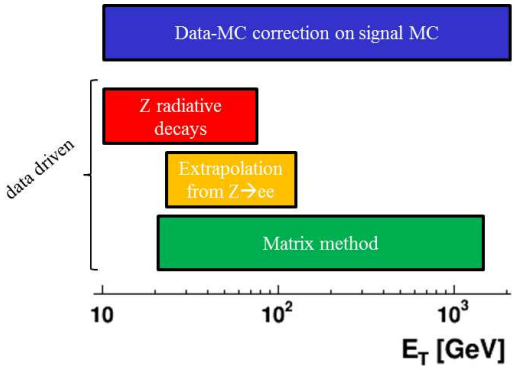


FIGURE 3.22 – *Méthodes pour mesurer l'efficacité d'identification des photons.*

Les différentes méthodes sont combinées suivant :

$$\overline{\epsilon_{ID}} \pm \delta\overline{\epsilon_{ID}} = \frac{\sum_i \omega_i \epsilon_{IDi}}{\sum_i \omega_i} \pm \left(\sum_i \omega_i\right)^{-\frac{1}{2}} \qquad \text{avec} \qquad \omega_i = \frac{1}{(\delta\epsilon_{IDi})^2} \tag{3.16}$$

La figure 3.23 présente les efficacités d'identification des électrons de 2011 et 2012.

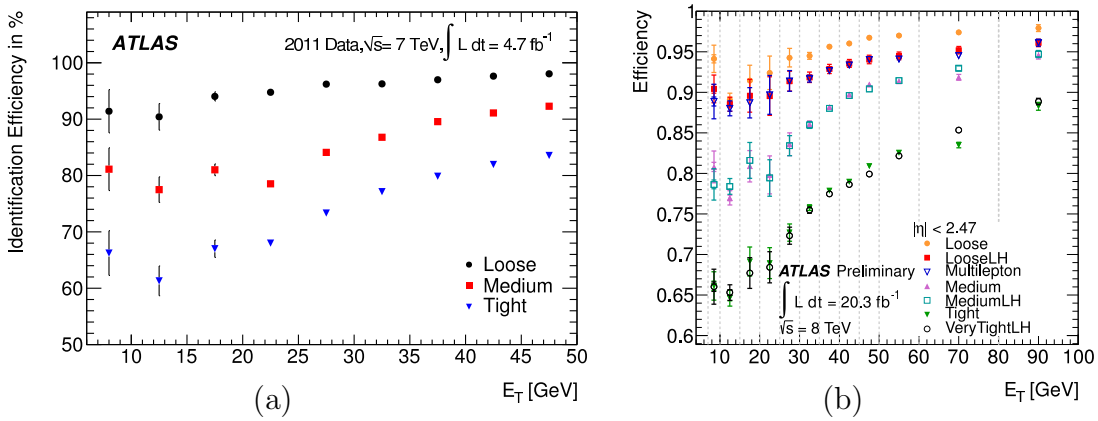


FIGURE 3.23 – *Mesures de l'efficacité d'identification des électrons en (a) 2011 et (b) 2012. Source : (a) : [26], (b) : [14].*

Les figures 3.24 et 3.25 présentent les efficacités d'identification des photons de 2011.

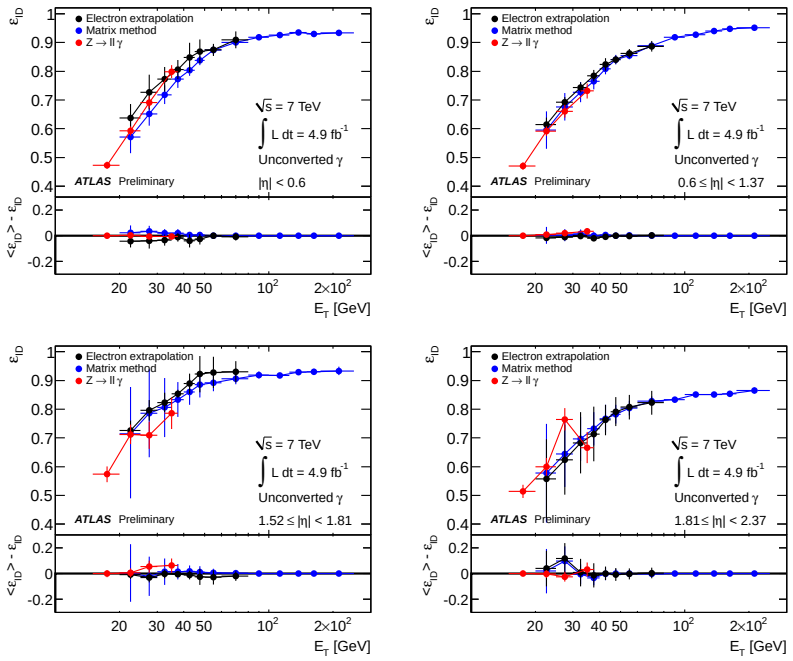


FIGURE 3.24 – *Mesures de l'efficacité d'identification des photons en 2011, par différentes méthodes, pour les photons non convertis. Source : [27].*

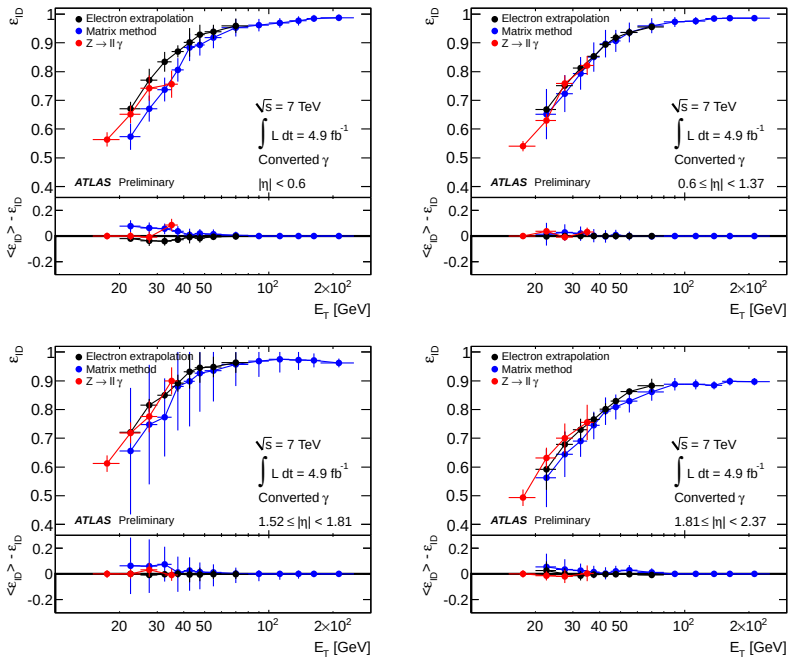


FIGURE 3.25 – *Mesures de l'efficacité d'identification des photons en 2011, par différentes méthodes, pour les photons convertis. Source : [27].*

Les figures 3.26 et 3.27 présentent les efficacités d'identification des photons de 2012.

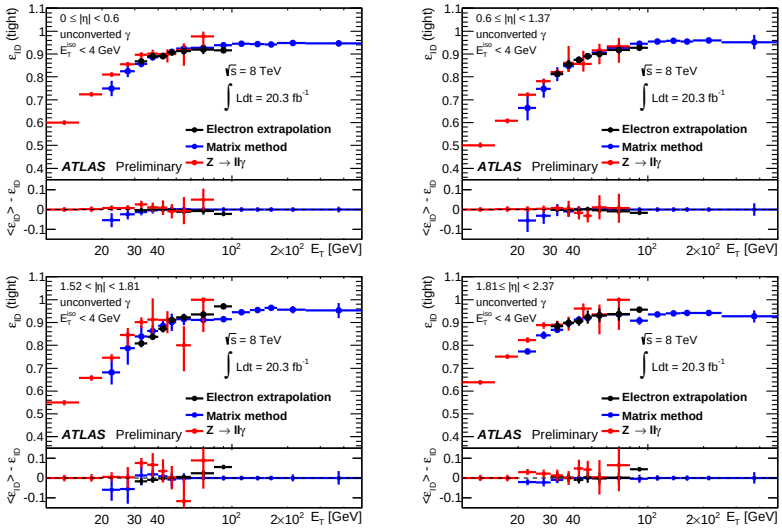


FIGURE 3.26 – *Mesures de l'efficacité d'identification des photons en 2012, par différentes méthodes, pour les photons non convertis. Source : [28].*

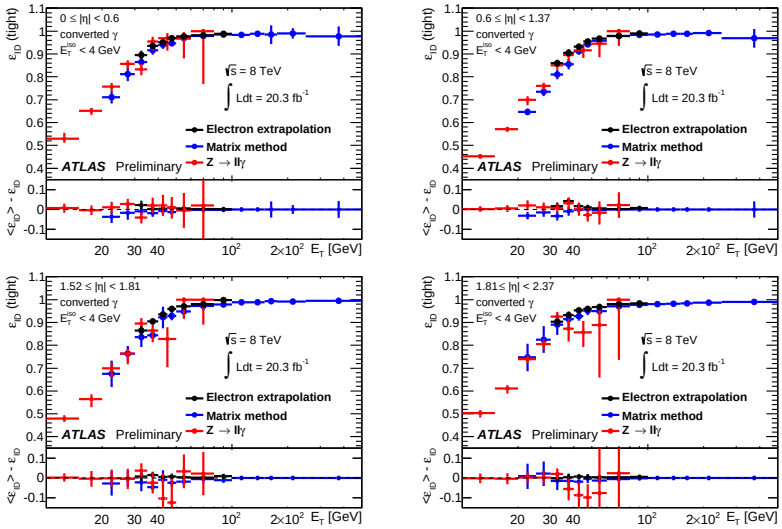


FIGURE 3.27 – *Mesures de l'efficacité d'identification des photons en 2012, par différentes méthodes, pour les photons convertis. Source : [28].*

Par l'amélioration des techniques mises en œuvre, l'incertitude sur l'efficacité d'identification des photons s'est améliorée (Tab. 3.3) au cours du temps, de l'ordre de 10 % en juillet 2012, où les méthodes utilisées étaient basées sur la simulation, à de l'ordre de 1 % en 2014, avec l'utilisation pour la première fois de méthodes dérivées des données en décembre 2012, la combinaison de trois méthodes data-driven en mars 2013, puis l'utilisation des facteurs d'échelle en 2014.

July 2012	December 2012	March 2013	April 2014
10.8	5.3	2.4	1.0

Tableau 3.3 – *Evolution de l'incertitude (en %) sur l'efficacité d'identification des photons. Source : [29–32].*

Les techniques mises en œuvre pour la reconstruction des électrons et photons et les choix instrumentaux d'ATLAS permettent une stabilité de réponse en fonction du temps de l'énergie mesurée ainsi qu'une immunité de très bon niveau avec l'empilement pour l'énergie, l'efficacité de reconstruction et identification des objets électromagnétiques. La stabilité de réponse en énergie a déjà été présentée dans le chapitre abordant le détecteur.

La figure 3.28 montre la stabilité de reconstruction de conversion avec l'empilement.

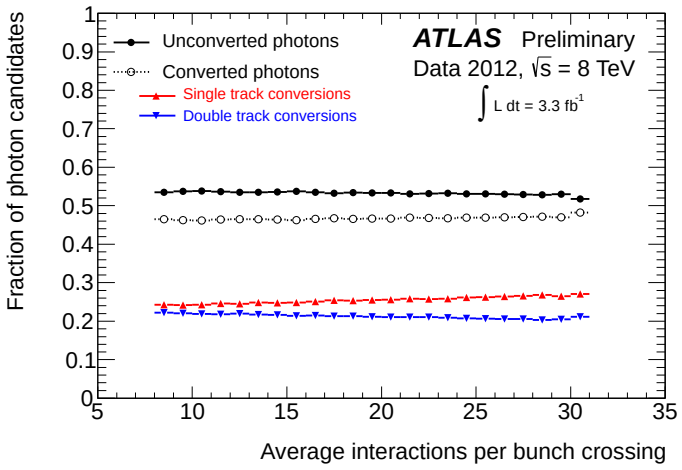
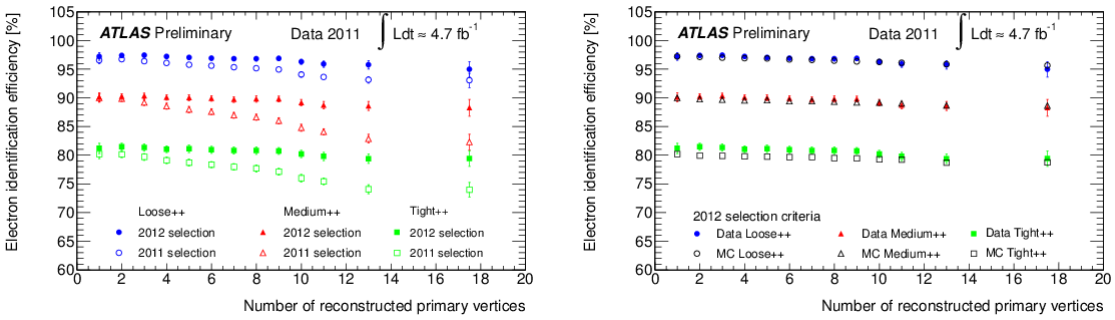


FIGURE 3.28 – *Stabilité de la reconstruction de conversion en fonction de l'empilement, pour la prise de données de 2012. Source : [33].*

L'efficacité d'identification se détériore avec l'empilement. Pour augmenter l'immunité de l'efficacité, les critères sensibles à l'empilement, comme la fuite d'énergie dans le calorimètre hadronique, sont relachés, tandis que ceux indépendants sont resserrés, comme les variables latérales de forme de gerbe dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique.



(a) (b)

FIGURE 3.29 – *Variation de l'efficacité d'identification des électrons avec l'empilement, avant (a) et après (b) la réoptimisation, pour la prise de données de 2011. Source (a) : [34], (b) : [35]*

La figure 3.29 présente l'effet de cette optimisation, avec les électrons des données de 2011, tandis que la figure 3.30 présente la variation de l'efficacité d'identification des électrons avec le nombre de vertex pour la campagne de prise de données de 2012.

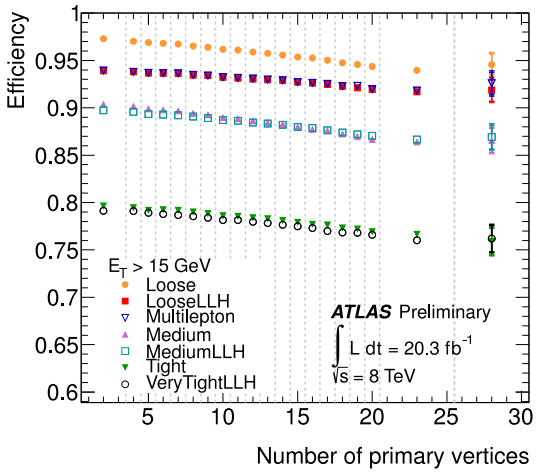


FIGURE 3.30 – *Variation de l'efficacité d'identification des électrons avec le nombre de vertex, pour la prise de données de 2012. Source : [14].*

3.3.5 Isolation

Aux collisionneurs hadroniques, la production de photons peut se faire de façon directe au niveau du processus dur, phénomène découvert en 1976 [36], incluant notamment la fragmentation d'un quark ou gluon en photon, ou de façon indirecte par fragmentation en hadron, par exemple le π^0, suivie de sa désintégration en photons. La contribution de photons de fragmentation n'est pas négligeable. En effet, par exemple, la production à l'ordre fondamental de diphotons ($q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$) fait apparaître le couplage α^2 tandis que le diagramme $qg \rightarrow \gamma q$, où le quark se fragmente en photon fait apparaître le couplage $\alpha\alpha_s$ pour la première partie, et $D_{\gamma/q} \approx \alpha/\alpha_s$ pour la fragmentation [37], ce qui donne les mêmes ordres de grandeur. Par les modes de production des photons mis en jeu en collision hadronique, cette thématique permet de tester la QCD. Par exemple, le mode Compton fait intervenir un gluon dans l'état initial, ce qui permet de mesurer la fonction de structure du gluon, tandis que le processus d'annihilation fait intervenir le gluon dans l'état final, ce qui permet de mesurer la fonction de fragmentation.

A l'ordre dominant de la production directe de photons, les fragments de jet ont une direction opposée à celle des photons, de sorte que le photon direct est isolé d'activité hadronique, contrairement aux faux photons de jets mal identifiés, π^0 et autres photons de fragmentation. Cette propriété permet d'utiliser l'isolation des objets (électrons et photons) pour rejeter le bruit de fond de jets, en requérant une activité hadronique inférieure à un seuil, soit en utilisant les information du calorimètre (isolation calorimétrique), mais aussi le "nettoyage" de photons, qui peut être interprété comme une isolation de cône, imposant une distance ΔR minimale entre un objet électromagnétique et le jet le plus proche, soit en utilisant le détecteur interne (isolation de traces). En fait, des leptons ou photons directs peuvent ne pas être isolés en raison d'émissions de gluons dans une direction angulaire proche, tout comme des photons de fragmentation, emportant une grande partie de l'énergie du jet, peuvent être isolés. Utilisée statistiquement, cette variable s'avère cependant discriminante (Fig. 3.31). En outre, il permet de rejeter les jets de b, contenant des muons par désintégration semi-leptonique, par rapport aux muons directs. Les variables d'isolation ne sont pas incluses dans l'identification, ce qui permet naturellement de disposer de variables assez décorrélées (identification et isolation) pour certaines méthodes d'extraction d'un signal de photon.

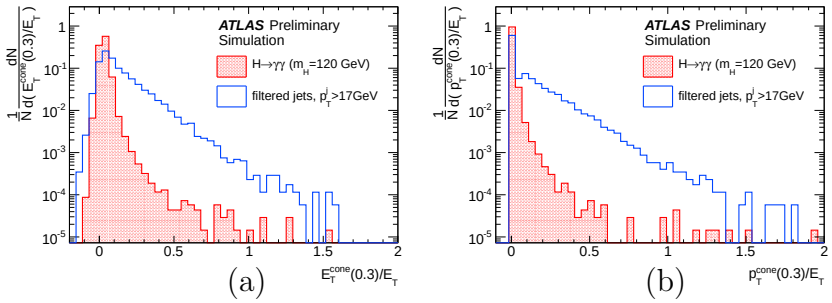


FIGURE 3.31 – *Distribution en énergie d'isolation (a) calorimétrique, et (b) de traces. Source : [9].*

L'isolation calorimétrique (Fig. 3.32) est constituée de la somme des énergies des cellules des calorimètres électromagnétique et hadronique associées à des topoclusters positifs [18] dont le barycentre est contenu dans un cône de taille fixe (par exemple $\Delta R = 0,4$ pour de nombreuses analyses $H \to \gamma\gamma$) autour du candidat objet électromagnétique, reconstruit typiquement par un cluster normal de taille fixe. Les cellules d'une région centrale de $\Delta\eta\times\Delta\phi = 5\times7$ cellules du second compartiment du calorimètre électromagnétique correspondant au dépôt du candidat objet électromagnétique, sont soustraites de la somme. En outre, des corrections sont appliquées [38, 39] pour prendre en compte les fuites d'énergie en dehors du cluster, augmentant avec l'énergie transverse, mais également l'énergie ambiante en raison de l'empilement [40] et les événements sous-jacents.

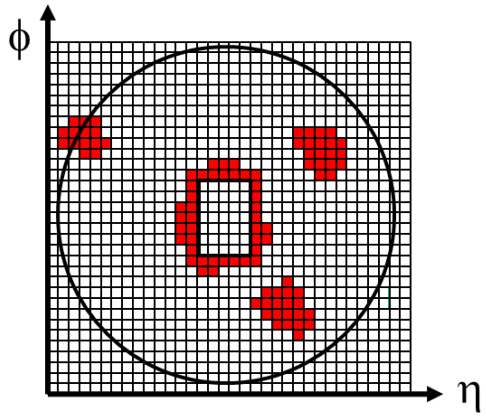


FIGURE 3.32 – *Cône d'isolation en η et ϕ, avec soustraction de la région centrale correspondant à un cluster de taille fixe $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 7$ cellules dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique, contenant l'objet électromagnétique. Directement inspiré de la figure pionnière présentée par Mike Hance [41] dans les présentations sur le sujet de l'isolation.*

Si la soustraction n'est pas parfaite, apparaît un effet de dépendance de l'énergie d'isolation avec la position du paquet dans le train de wagons, en raison des effets combinés de l'empilement hors-temps et de la forme du signal d'ionisation dans le calorimètre électromagnétique. La figure 3.33a illustre cette dépendance pour une variable d'isolation utilisant les cellules de clusters électromagnétiques de taille fixe. Après un long intervalle de temps avant l'arrivée de nouvelle collision, l'événement de collision courant se présente comme une énergie d'isolation positive. L'arrivée de l'empilement hors temps des paquets suivants entraîne une modification de l'énergie d'isolation en fonction de l'identificateur de croisement de faisceaux (Bunch Crossing ID), qui varie suivant qu'ils arrivent dans la partie positive ou négative du signal mis en forme de façon bipolaire, issu de la carte d'acquisition frontale. Lors de l'arrivée des premiers paquets hors-temps, arrivant dans la partie positive du signal bipolaire, l'effet est positif. Dans la partie négative du signal bipolaire, l'effet devient négatif, annulant complètement l'énergie d'isolation après 12 paquets

18. c'est-à-dire dont les cellules ont des énergies positives.

de protons espacés de 50 *ns* dans la campagne 2011, correspondant aux 24 échantillons du signal bipolaire espacés de 25 *ns*. Après un intervalle de temps de 8 croisements de faisceaux, à nouveau les empilements hors-temps créent un effet, mais des effets résiduels de partie négative de la forme du signal d'empilement hors-temps contribuent à ce que l'augmentation soit plus faible qu'auparavant. Si des topo-clusters sont utilisés, ayant la particularité de soustraire le bruit et de le faire de façon compatible pour le calcul de l'isolation et la correction d'empilement à partir de la densité d'énergie mesurée dans le calorimètre, alors il n'y a presque plus de dépendance avec la position du paquet (Fig. 3.33b). En conséquence également, la dépendance de l'isolation avec le nombre de vertex est attenué (Fig. 3.34).

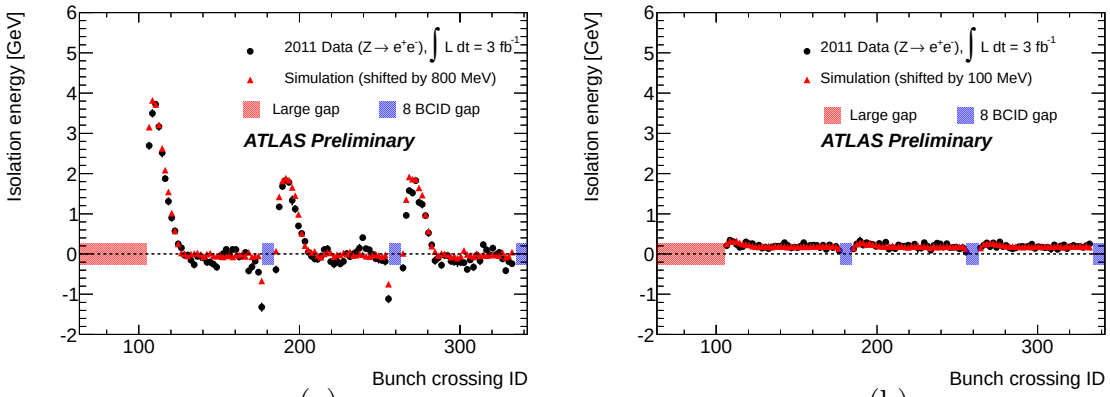


FIGURE 3.33 – *(a) Variation de l'énergie d'isolation avec l'identificateur de croisement de paquets en raison des interférences avec les paquets hors temps. (b) Lorsqu'une correction dépendante de la position du paquet dans le train de wagons est pris en compte, il n'y a plus de dépendance avec la position du paquet. Les événements sélectionnés, correspondant à une luminosité d'environ 3 fb^{-1} issues de la prise de données 2011, sont des électrons issus de la désintégration de Z. Source : (a) : [42], (b) : [43].*

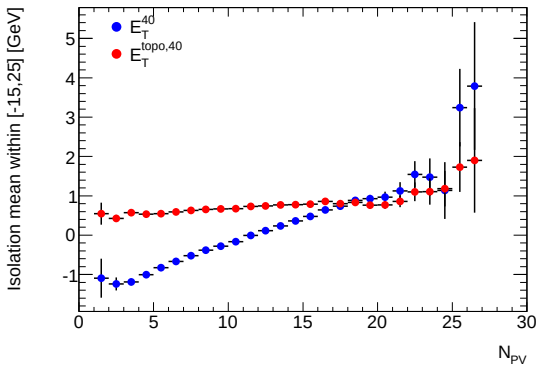


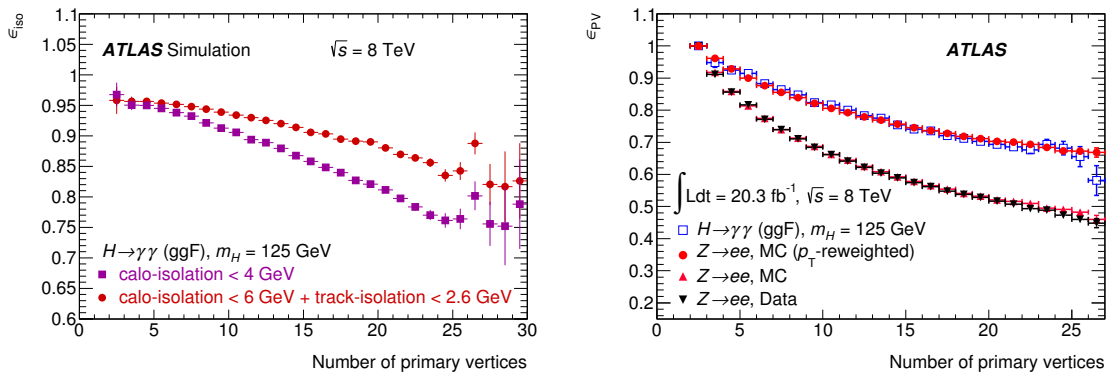
FIGURE 3.34 – *Variation de l'énergie d'isolation avec le nombre de vertex. Source : [44].*

Une amélioration de l'isolation calorimétrique est la méthode proposée par Frixione [45]. Cette méthode requiert un critère très restrictif sur l'isolation dans un cône étroit, qui devient de plus en plus lâche lorsque le cône s'élargit, tout en conservant les critères sur les cônes internes. La fonction de coupure de l'isolation est alors de la forme :

$$E_T^{iso}(R) < \epsilon E_T^{\gamma} \left(\frac{1 - \cos R}{1 - \cos R_0} \right)^n \tag{3.17}$$

où R est le rayon du cône, R_0 un rayon maximal, de l'ordre de 1, ϵE_T^{γ} la fraction d'énergie d'isolation maximale dans le cône de rayon R_0, n un paramètre de forme, défini positif, de l'ordre de 1. Ceci permet de retirer les photons issus de fragmentation, ce qui permettrait de mesurer les sections efficaces de production de photons directs sans contribution de fragmentation. En réalité, au niveau expérimental, des difficultés apparaissent puisque la granularité des cellules est de taille finie, de sorte qu'un seuil de rayon minimum doit être choisi, ce qui réduit l'intérêt pour cette isolation.

Une isolation de trace consiste à requérir une coupure sur la somme des impulsions de traces d'un seuil minimum (typiquement 1 GeV) associées au vertex, dans un cône ΔR autour du cluster électromagnétique, en excluant les traces de conversion du photon le cas échéant. Une telle coupure permet une meilleure immunité à l'empilement puisque les traces peuvent être sélectionnées comme celles venant du vertex choisi. Les seuils d'isolation calorimétrique et leur association avec une isolation de trace sont étudiés afin d'avoir une bonne efficacité pour le signal tout en rejetant le mieux possible le bruit de fond. L'utilisation d'une isolation calorimétrique associée à une isolation de trace permet une meilleure stabilité (Fig. 3.35) de l'efficacité du signal en fonction de l'empilement, par rapport à une coupure plus serrée sur l'isolation calorimétrique.



(a) (b)

FIGURE 3.35 – *Efficacité de l'isolation pour différents seuils, avec ou sans isolation de trace, pour la (a) simulation et (b) les données réelles. Source : [32].*

3.4 Muons

Le muon est une particule interagissant très peu avec le matière (MIP pour Minimum Ionizing Particle). Issue de la famille des leptons, cette particule n'est pas sensible à l'interaction forte, donc interagit peu avec les noyaux des atomes. Sa masse est beaucoup plus élevée que l'électron, de sorte que les interactions électromagnétiques sont réduites. Ainsi, la plupart des muons produits ne déposent que très peu d'énergie (de l'ordre de 3 GeV) dans le calorimètre. De façon rare, appelés muons catastrophiques, ils peuvent déposer une grande fraction de leur énergie dans les calorimètres. L'effet de bremsstrahlung est très réduit. Le muon peut traverser d'importantes quantités de matière sans se désintégrer, en particulier traverse librement l'atmosphère terrestre. A leur arrivée sur terre, les rayons cosmiques, principalement composés de protons, interagissent avec l'atmosphère pour former des particules secondaires, principalement pions, instables, se désintégrant en photons, muons et neutrinos. Les muons étant visibles et n'interagissant très peu, c'est la composante principale visible des rayons cosmiques. Au niveau de la reconstruction, une coupure en Δz de l'ordre du cm entre la coordonnée en z du vertex primaire et celle de la trace de plus faible distance avec l'axe des faisceaux permet de les supprimer.

La gamme d'impulsion transverse considérée dans ATLAS se situe entre 3 GeV, seuil pour atteindre la région au-delà du calorimètre et 3 TeV pour la recherche de nouvelle physique. Lors du passage d'un muon dans les tubes à dérive d'une chambre MDT, le temps de dérive des électrons d'ionisation par rapport au déclenchement de l'événement permet de déduire des cercles parmi lesquels se situe la trajectoire du muon. Sous l'hypothèse d'une trajectoire rectiligne dans une chambre individuelle, une portion de trace, dite segment, est reconstruite. Un ajustement des segments des différentes chambres est réalisé pour former une trace, en tenant compte des inhomogénéités du champ magnétique. Pour les chambres CSC, une reconstruction similaire est effectuée. Quatre types de stratégies de reconstruction-identification sont considérés, déterminant le type du muon, chaque stratégie incluant deux algorithmes issus de deux familles générales : STACO [46] (STAtistical COmbination of MS tracks and ID tracks), utilisé par défaut, et MUID [47] (pour MUon IDentification). Les différents types de muon sont :

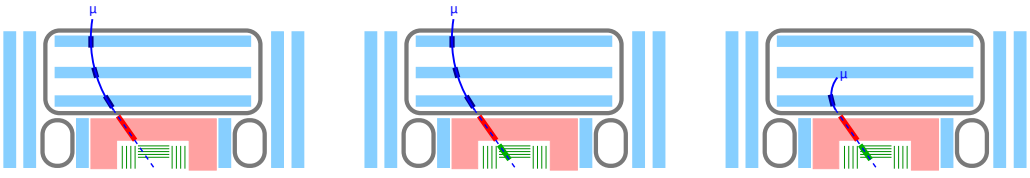
— autonome dans le spectromètre à muon (MS pour Muon Standalone, (Fig. 3.36a), utilisant seulement le spectromètre à muon. Bien qu'introduisant du bruit de fond, ce type permet de reconstruire les désintégrations en vol de pions et kaons ($BR(K^+ \rightarrow \ \mu^+\nu_\mu) \approx \ 64\ \%$, $BR(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu) \approx 100\ \%$), considérées néanmoins comme faux muons pour la plupart des analyses car n'étant pas issus de l'interaction dure. Cette reconstruction est possible jusqu'à $|\eta| < 2,7$, mais il existe des régions en $|\eta|$ non couverts dans cette gamme, pour des valeurs proches de 0 et $1,2$ correspondant à une zone de service et aux pieds sur lesquels repose l'aimant toroïdal. Les muons de très faible impulsion de l'ordre du GeV peuvent ne pas atteindre les chambres en aval. Les algorithmes sont MuonBoy pour la famille Staco et Moore [48] pour la famille Muid. L'extrapolation tient compte de la diffusion multiple et des pertes d'énergie dans les calorimètres. MuonBoy estime cette perte par la quantité de matière traversée tandis que Muid utilise en plus la mesure de

l'énergie déposée dans les calorimètres si, pour un muon isolé, elle diffère de façon significative de la valeur la plus probable.

— étiqueté par un segment de trace dans le détecteur interne (Fig. 3.36c), dit Tagged Muon, extrapolant la trace du détecteur interne vers le spectromètre à muon. L'impulsion est mesurée dans le détecteur interne et la particule est identifiée par un segment de trace dans le spectromètre à muon. Par rapport à la configuration standalone, cette configuration permet de reconstruire les muons d'impulsion faible de $p_T < 6\ GeV$, n'allant pas toujours dans la deuxième chambre du spectromètre à muons, et couvrant la région $\eta = 0$ et $|\eta| = 1,2$. Cette reconstruction n'est possible que jusqu'à $|\eta| < 2,5$. L'algorithme MuTag, correspondant à la famille STACO, utilise un χ^2 de la différence entre un segment mesuré dans le spectromètre et l'extrapolation prédite par la trace du détecteur interne. MuGirl, correspondant à la famille MUID, utilise comme variable discriminante un réseau de neurones.

— combiné (Fig. 3.36b), correspondant à une trace dans le spectromètre à muon, en association avec une trace dans le détecteur interne. Cette reconstruction n'est possible que jusqu'à $|\eta| < 2,5$ et possède également des inefficacités dans l'acceptance, mais correspond à la configuration avec le bruit de fond le plus faible. L'impulsion est mesurée par le détecteur interne. L'algorithme Staco Combined, correspondant à la famille STACO, utilise une combinaison statistique des paramètres de la trace du spectromètre à muon avec ceux de la trace du détecteur interne. L'algorithme Muid Combined, correspondant à la famille MUID, réalise un réajustement de la trace globale.

— étiqueté par le calorimètre. Cette topologie correspond à un muon dont le germe est un dépôt d'énergie dans le calorimètre en accord avec une trace du détecteur interne. L'impulsion est mesurée par le détecteur interne. Cet algorithme couvre la région proche de $\eta = 0$ et $|\eta| = 1,2$. Les deux algorithmes, indépendants cette fois-ci des familles STACO et MUID, sont caloMuonIdTag et CaloLikelihood ratio, ce dernier utilisant comme son nom l'indique une méthode de maximum de vraisemblance.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.36 – *Illustration de la reconstruction des muons : (a) autonome, (b) combiné, (c) étiqueté par le détecteur interne. Source : Oliver Kortner.*

La figure 3.37 présente le spectre en masse invariante de paire de muons, montrant la reconstruction de différentes résonances connues.

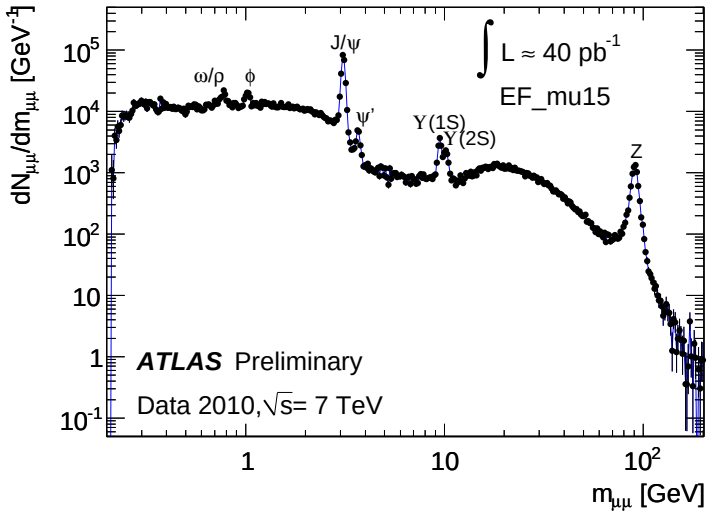


FIGURE 3.37 – *Spectre de dimuons mesuré dans ATLAS. Source : [49].*

3.5 Quarks, gluons et jets

Les quarks et gluons s'hadronisent en jets, constitués d'un ensemble de particules de faible énergie. La gerbe hadronique peut être étalée, avec de grandes fluctuations, ce qui peut faire varier sa taille. Le bruit dans le HEC, FCAL est supérieur à celui dans le ECAL. Ainsi, les jets sont reconstruits à partir de clusters topologiques, c'est-à-dire un cluster de taille variable et avec suppression de zéro.

3.5.1 Reconstruction

Un algorithme de jet construit les ensembles associés aux hadrons et en mesure les propriétés afin de pouvoir interpréter les propriétés des partons initiaux. Deux tâches peuvent être distinguées, bien que se recouvrant : la sélection des particules appartenant à un jet, dite algorithme de recherche de jet, et la combinaison des quadri-vecteurs énergie-impulsion composant le jet proprement dit, appelée règle d'addition ou schéma de recombinaison, à partir d'une métrique, c'est-à-dire un algorithme de mesure de distance entre candidats, celle distance pouvant être pondérée par une fonction de l'énergie. Le processus est itératif jusqu'à ce que le jet soit stable, puisqu'après recombinaison l'orientation du jet peut différer, donc les particules lui appartenant doivent être reconsidérées.

Deux principaux algorithmes existent : un algorithme de cône de taille fixe et un algorithme itératif : la recombinaison séquentielle. Des critères qualifiant un algorithme sont appréciés vis-à-vis de la définition et propriétés du jet, en particulier les stabilités

infrarouge et colinéaire. La stabilité infrarouge [19], c'est-à-dire la non-sensibilité aux radiations de faible énergie (dites douces), est requise pour assurer la compensation au niveau théorique entre les divergences infrarouges de corrections réelles et virtuelles. L'absence d'une telle stabilité par un algorithme impliquerait que les résultats ne seraient pas compatibles avec la prédiction de la théorie QCD. La stabilité colinéaire est la non-sensibilité à la séparation d'un parton en un ensemble de partons colinéaires et de même impulsion totale. Les algorithmes utilisant une graine (seed) pour créer le jet, tels que les algorithmes classiques de cône, présentent ces instabilités.

3.5.1.1 L'algorithme du cône

L'algorithme du cône, dans sa version la plus simple, définit un cône prototype de rayon fixe $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ à partir d'une particule seed de plus grand p_T au-dessus d'un certain seuil énergétique minimum de l'ordre de la centaine de MeV. Les particules à l'intérieur du cône lui sont affectées et combinées avec le seed, suivant le schéma de recombinaison. Après une procédure récursive jusqu'à stabilité de la direction du cône, il est défini comme un proto-jet. Le seed suivant n'appartenant pas déjà au cône précédent est considéré et la recherche d'un autre jet commence, jusqu'à épuisement des seeds. En cas de recouvrement de plusieurs cônes, une procédure possible est de séparer (split) deux proto-jets si le rapport entre l'énergie transverse commune et celle du jet de plus basse énergie est plus faible qu'un certain seuil et de les fusionner (merge) dans le cas contraire.

Cet algorithme n'est pas protégé de l'instabilité infrarouge (Fig. 3.38a).

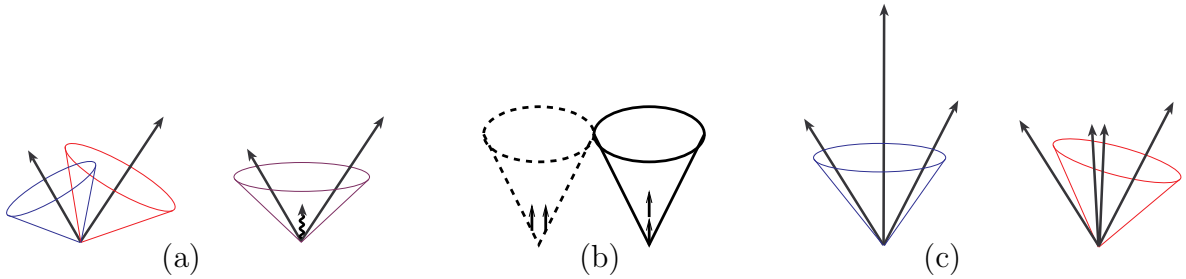


FIGURE 3.38 – *(a) Sensibilité infrarouge dans la reconstruction. L'existence d'un gluon mou peut modifier le cône, entraînant un changement de la multiplicité de jets. (b, c) Sensibilité colinéaire variant la multiplicité de jets. Source : (a,b,c) : [50].*

En effet, à partir de deux cônes de rayons R se recouvrant, la simple émission d'une radiation douce de très faible énergie entre les deux cônes entraînerait par le choix de ce seed la construction d'un seul cône, donc d'un nombre de jets différent par rapport à la première configuration. Une alternative serait de définir un seuil d'énergie suffisant pour le seed. Mais cela ne permettrait pas de résoudre la divergence colinéaire (Fig. 3.38b) puisqu'une configuration avec deux particules seed sous le seuil choisi pourrait engendrer une multiplicité de jets différente de celle d'une seule particule seed d'énergie équivalente. Une variante pour la définition du seed est l'algorithme du midpoint, consistant à utiliser

19. par évocation du spectre infrarouge aux faibles énergies, par opposition au spectre ultraviolet aux grandes énergies.

le seed entre deux particules de p_T significatif, mais cet algorithme possède la divergence infrarouge également. Une alternative serait de chercher les seeds par énergie décroissante. Néanmoins, la divergence colinéaire persiste (Fig 3.38c) puisque le remplacement d'une particule de grande énergie en deux particules d'énergie moindre change le choix du seed, ce qui modifie l'orientation du cône, donc les particules lui appartenant.

Une autre solution est un algorithme sans seed. Cela nécessite de tester la stabilité de tous les ensembles de particules. Une approche contournant le problème est l'algorithme SISCone (Seedless Infrared Safe Cone) [51], sauf vis-à-vis de la divergence infrarouge.

3.5.1.2 L'algorithme de recombinaison séquentielle

Dans ce type d'algorithme, une recombinaison est effectuée en fonction de la distance entre objets. La distance entre paires d'objets i et j est typiquement définie comme $d_{ij} = min(p_{T,i}^{2p}, p_{T,j}^{2p})\frac{R_{ij}^2}{R^2}$, avec $R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$ et la distance de i relative au faisceau (B comme Beam) : $d_{iB} = p_{T,i}^{2p}$. Le paramètre p différencie plusieurs algorithmes. Le minimum est cherché entre d_{ij} et d_{iB}. S'il s'agit de d_{ij}, les quadrivecteurs énergie-impulsion de i et j sont recombinés en un objet k : $p_k = p_i + p_j$ ajouté à la liste, tandis que les objets initiaux i et j en sont enlevés. Si le minimum est d_{iB}, il n'y a plus de candidat suffisamment proche pour une recombinaison : l'objet est alors considéré comme un jet et enlevé de la liste d'objets. La procédure continue jusqu'à ce que la liste soit vide. Par construction, aucun objet n'est partagé entre les jets d'où la propriété de stabilité infrarouge. Comme l'algorithme n'utilise pas de seed, il possède la propriété de stabilité colinéaire.

Le mode $p=0$ correspond à l'algorithme Cambridge/Aachen [52]. Le choix $p=1$ correspond à l'algorithme classique k_T [53]. Il fusionne successivement des paires de particules d'impulsion transverse croissante. Dans l'algorithme anti-k_T [54] correspondant à $p=-1$ et utilisé par défaut par ATLAS [55], les particules de grande impulsion sont combinées d'abord, ce qui rend la méthode robuste envers l'empilement, en particulier les jets obtenus, de forme conique, sont peu sensibles aux radiations molles. En outre, contrairement aux algorithmes de cône définis précédemment pour lesquels des radiations molles peuvent provoquer des irrégularités sur les frontières des jets, il ne présente pas ce problème. Pour les mesures inclusives, les jets sont choisis avec un paramètre de cône de taille plutôt large. Pour les canaux exclusifs, les jets sont choisis de cône de taille plutot étroite afin de bien reconstruire la signature.

La figure 3.39 présente la forme des jets pour différents algorithmes.

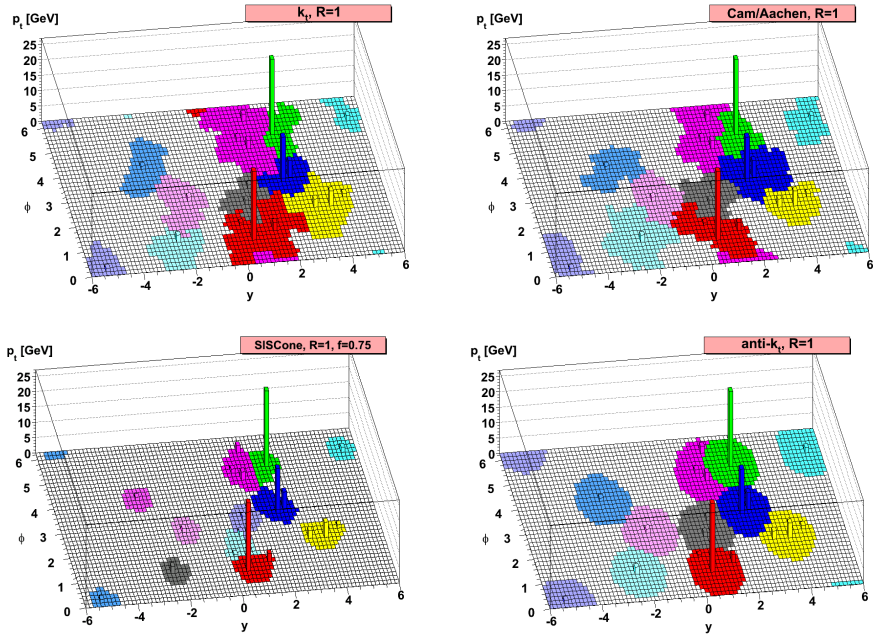


FIGURE 3.39 – *Forme des jets pour différents algorithmes. Source : [54].*

D'autres formulations de la distance sont possibles. Ainsi, l'algorithme Jade, du nom de l'expérience qui l'a utilisé historiquement, utilise comme distance la masse invariante des deux particules i et j dans l'approximation [20] d'une masse nulle de chacun des objets : $d_{ij} = \sqrt{2E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}$. L'algorithme de *Durham*, précurseur des algorithmes en k_T utilise la distance $d_{ij} = \sqrt{2min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}$, ce qui serait équivalent à une impulsion transverse d'une particule par rapport à l'autre, en remplaçant $2(1-\cos\theta)$ par $\sin^2\theta$, pour la limite des angles faibles. Cependant, l'utilisation de $\sin^2\theta$ contribuerait (Fig. 3.40) à associer des particules dos à dos ($\theta = \pi$).

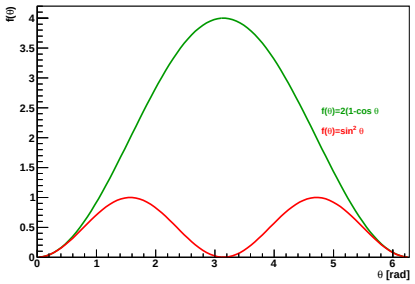


FIGURE 3.40 – *Fonctions* $\sin^2\theta$ *et* $2(1-\cos\theta)$.

20. En présence de masse non nulle de chacun des objets, la masse invariante s'écrit : $m_{ij}^2 = (p_i + p_j)^2 = m_i^2 + m_j^2 + 2(E_iE_j - |p_i| \cdot |p_j| \cos\theta_{ij})$.

3.5.2 Calibration des jets

La calibration des jets a pour but de passer (Fig. 3.41) du niveau calorimétrique, correspondant au dépôt d'énergie dans le détecteur, vers le niveau parton, correspondant à l'interaction dure, avant l'hadronisation des partons, ce qui donne le niveau particule. La calibration procède en plusieurs étapes caractérisées chacune par une échelle d'énergie. La calibration au niveau particule procède à une échelle hadronique (électromagnétique si nécessaire) en tenant compte des effets du détecteur. La calibration au niveau parton ajoute des corrections liées aux effets de physique à modéliser. Les corrections précédentes utilisent la simulation mais il est possible que la réponse du calorimètre soit différente de celle prédite, par exemple pour la géométrie et quantité de matière dans le détecteur, la modélisation du développement de la gerbe hadronique, etc. Une correction supplémentaire est donc ajoutée, utilisant les données réelles.

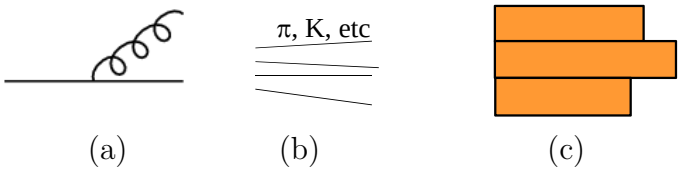


FIGURE 3.41 – *Définition des jets au niveau (a) parton, (b) particule, (c) calorimètre.*

3.5.2.1 Calibration à l'échelle particule

La calibration des jets au niveau particule tient compte des effets du détecteur : non compensation du calorimètre, c'est-à-dire réponse différente des hadrons par rapport aux électrons et photons, bruit, pertes dans le matériel mort et les régions de transition, fuites longitudinale et transversale en dehors du cluster ou sous le seuil de bruit, courbure par le champ magnétique de traces n'appartenant pas initialement au jet ou au contraire exclusion de traces du jet. La calibration à l'échelle électromagnétique (EM), établie par des mesures de test en faisceaux sur des électrons, est adaptée pour traiter des jets mal reconstruits en photons. Les jets contiennent [6] typiquement 40 % de pions chargés, 25 % de photons, provenant principalement de π^0, c'est-à-dire une composante à 25 % de gerbe électromagnétique, 20 % de kaons, 10 % de protons et neutrons. La plupart de l'énergie est déposée dans le calorimètre électromagnétique. Pour un calorimètre non compensant tel que celui d'ATLAS, le choix de l'échelle d'énergie électromagnétique pour les hadrons n'est pas correct puisque la réponse du détecteur à ces particules est différente de celle des particules de nature électromagnétique, les premiers déposant typiquement de l'ordre de 30 % moins d'énergie que les deuxièmes dans le calorimètre. Une calibration à l'échelle hadronique est nécessaire. En effet, la gerbe hadronique possède des pertes d'énergie non mesurables, comme des excitations de noyaux, leur désintégration ponctuelle ou initiée par une particule incidente, des dépôts d'énergie en dehors de la fenêtre en temps d'acquisition (photons produits hors temps), neutrons mous, des particules n'interagissant pas avec le détecteur (neutrinos par exemple), etc. La calibration locale (LCW pour *Local Cluster Weighting*) utilise l'information de densité d'énergie et de profondeur longitudinale de gerbe pour tenir compte de cette échelle hadronique. La méthode GCW (*Global Cell energy density Weighting*) est une calibration globale, utilisant la densité d'énergie dans les cellules.

3.5.2.2 Calibration à l'échelle parton

La calibration à l'échelle parton ajoute des corrections de physique comme l'hadronisation, les radiations initiales (ISR) et finales (FSR), les événements sous-jacents, l'empilement.

3.5.2.3 Calibration de l'échelle d'énergie

Les jets précédemment calibrés à l'échelle EM ou LCW subissent des corrections supplémentaires (Fig. 3.42) au niveau particule afin de déduire l'énergie réelle du jet.

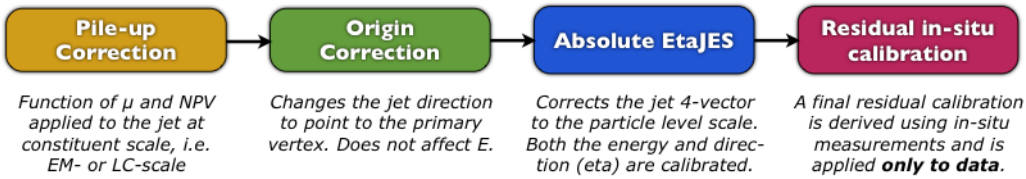


FIGURE 3.42 – *Vue d'ensemble de la calibration des jets. Source : [56].*

La soustraction d'empilement, dite aussi d'offset (Fig. 3.43), permet de supprimer au premier ordre la contribution de l'empilement à l'énergie du jet. Malgré la soustraction d'offset, un effet résiduel persiste de dépendance de l'impulsion du jet avec le nombre de vertex. Une meilleure correction pour supprimer l'empilement est la soustraction d'empilement par l'aire des jets [57]. La correction du jet s'écrit $p_T^{jet\ corr} = p_T^{jet} - \rho\mathcal{A}$ où $\mathcal{A}$ est l'aire du jet et ρ la densité de jets d'empilement. Cette densité s'obtient en balayant le rapport entre l'impulsion et l'aire des jets : les jets d'empilement sont caractérisés par un continuum à une valeur faible tandis que les jets de diffusion dure ont une valeur beaucoup plus élevée.

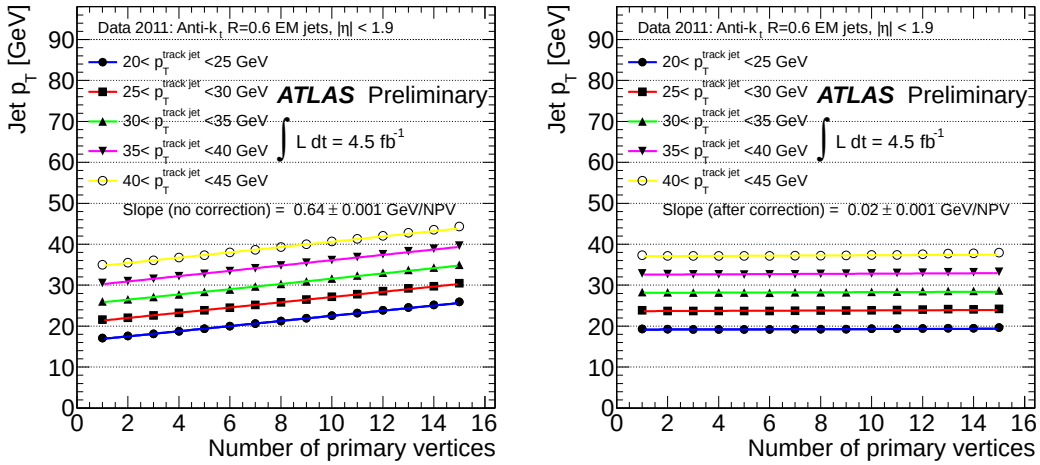


FIGURE 3.43 – *Dépendance de l'impulsion transverse des jets avec le nombre de vertex reconstructions, avant et après correction d'offset pour réduire l'effet de l'empilement. Source : [58].*

La correction d'origine tient compte du biais introduit par la reconstruction des jets qui suppose leur provenance du centre géométrique $(0, 0, 0)$ du détecteur et les corrige pour qu'ils proviennent du vertex primaire de l'interaction.

L'énergie mesurée par le calorimètre subit une correction, basée sur la simulation, appelée échelle d'énergie des jets (JES pour $Jet\ Energy\ Scale$). Suivant la calibration au niveau cluster précédente, la calibration est dite $EM + JES$ ou $EM + LCW$. La réponse du calorimètre à l'énergie s'écrit $R^{jet} = E^{jet}_{uncorr}/E^{jet}_{truth}$, et est plus proche de 1 pour les jets calibrés à l'échelle LCW en raison de corrections supplémentaires.

Une dernière correction est la correction de direction pour tenir compte des régions mal instrumentés, contenant de fait moins d'énergie, biaisant ainsi la direction vers les régions mieux instrumentées.

La calibration globale séquentielle (GS) améliore la calibration $EM+JES$ en utilisant les propriétés longitudinale et transversale de la structure du jet.

3.5.2.4 Calibration avec les données (in situ)

Une calibration résiduelle permet de tenir compte d'effets non modélisés jusqu'à présent, en utilisant les données. Une méthode typique est la mesure de la balance entre un objet de référence (tag) et un jet examiné (probe), avec différentes variantes : balances entre deux jets, entre un jet et un Z, entre un jet de haut p_T et un système multi-jets, etc. Pour les jets de grande impulsion, la statistique de $Z + jets$ est limitée. La balance multijets utilise le jet dominant comparé à l'impulsion de la somme des autres jets, afin de valider la technique principale. Pour les événements $Z + jets$, la balance en p_T s'écrit $\frac{p_T(jet)}{p_T(Z)} - 1$. Pour une configuration avec exactement un jet, la balance en impulsion transverse est exacte. En réalité, les événements contiennent davantage qu'un jet, ce qui donne une distribution de la balance décalée par rapport à 0.

La méthode de projection de l'énergie transverse manquante utilise une équation de compatibilité entre l'énergie transverse manquante et les énergies mesurées pour déduire la calibration résiduelle à appliquer sur les jets. Elle peut se faire avec des événements $\gamma + j$ ou $Z + j$. A l'ordre fondamental, la conservation d'impulsion s'écrit :
$\vec{E}_{T,\gamma} + \vec{p}_{T,parton} = 0$. En négligeant les effets de gerbe de parton, radiations initiales et finales, hadronisation, cette équation peut s'écrire au niveau particule comme :
$\vec{E}_{T,\gamma} + \vec{E}_{T,jet} \approx 0$, où l'impulsion a été remplacée par l'énergie, ce qui est une bonne approximation pour les jets légers. Les effets non pris en compte peuvent être réduits en imposant que le jet dominant et le photon soient dos à dos. Au niveau calorimètre, l'équation de la balance s'écrit : $e\vec{E}_{T,\gamma} + j(E_{jet})\vec{E}_{T,jet} = -\vec{E}^{miss}_T$ où e et j sont les réponses électromagnétique et hadronique : $E_{calo}/E_{particle}$. L'énergie déposée par les événements sous-jacents et l'empilement sont symétriques en ϕ. En supposant que l'échelle d'énergie électromagnétique a été préalablement calibrée, on peut poser $e \approx 1$. Les quantités sont alors projetées sur la direction du photon : $E_{T,\gamma} + j(E_{jet})\vec{E}_{T,jet} \cdot \vec{n}_\gamma = -\vec{n}_\gamma \cdot \vec{E}^{miss}_T$. La

relation $\vec{E}_T^{miss} = -\vec{E}_{T,\gamma} - \sum_{\neq\gamma} \vec{E}_T$ sépare les contributions d'activité liées au photon et aux autres objets.

La réponse j peut être déduite :

$$j = \frac{\sum_{\neq\gamma} \vec{E}_T \cdot \vec{\hat{n}}_\gamma}{\vec{E}_{T,jet} \cdot \vec{\hat{n}}_\gamma} = \frac{\sum_{\neq\gamma} \vec{E}_T \cdot \vec{\hat{n}}_\gamma}{E_{T,\gamma}} \tag{3.18}$$

où le lien entre l'énergie transverse du jet et du photon a été prise en compte.

3.5.2.5 Lutte contre l'empilement

La présence d'empilement important peut créer des dépôts d'énergie imitant la signature des jets. Une quantité permettant de diminuer cet effet est la fraction de vertex des jets, dit Jet Vertex Fraction [59] (Fig. 3.44), définie comme la probabilité qu'un jet provienne d'un vertex particulier, en combinant l'information des traces et de leur vertex primaire avec celle des jets :

$$JVF(jet_i, vtx_j) = \frac{\sum_k p_T(trk_k^{jet_i}, vtx_j)}{\sum_l \sum_k p_T(trk_k^{jet_i}, vtx_l)} \tag{3.19}$$

La convention est que les jets sans traces associées ont $JVF = -1$, par exemple en dehors de l'acceptance du détecteur de vertex. Une valeur de JVF proche de 0 est représentative de jets due à l'empilement tandis qu'une valeur proche de 1 est représentative d'un jet provenant d'une diffusion dure. Le seuil choisi pour l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de Ichep 2012 [29] par exemple est $|JVF| > 0,75$, bien qu'il ait été montré que ce seuil n'est pas optimal puisqu'ayant été développé avant l'analyse, en utilisant les données de 2011 dans le cadre d'une procédure en aveugle. Effectivement, l'analyse de ce canal pour le conseil 2012 [30] utilise une coupure $|JVF| > 0,5$.

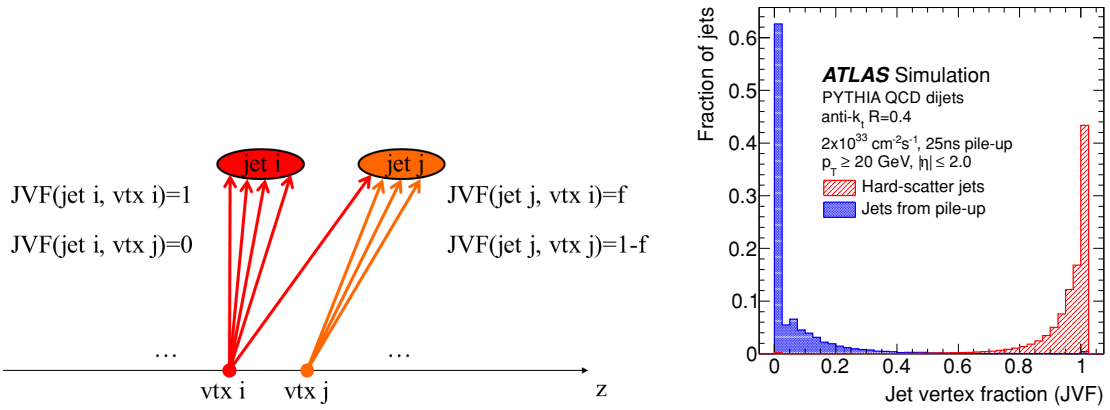


FIGURE 3.44 – *Définition de la fraction de vertex pour un vertex (Jet Vertex Fraction).*

L'étude des événements sous-jacents peut être obtenue en sélectionnant une région transversale (Fig. 3.45) par rapport à la direction du jet d'impulsion dominante. En effet, comme la région avant est dominée par l'activité du jet d'impulsion dominante et la région arrière par le jet qui le contrebalance (dans une configuration dominante de dijets), la région transversale est la plus sensible aux événements sous-jacents.

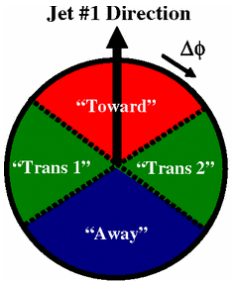


FIGURE 3.45 – *Illustration des définitions de régions reliées à l'angle azimutal $\Delta\phi$ par rapport au jet d'impulsion dominante. Source : [60].*

3.5.2.6 Résolution en énergie

Deux méthodes typiques permettent de mesurer la résolution en énergie des jets (JER pour Jet Energy Resolution), dont la comparaison permet d'estimer l'incertitude. La méthode de la balance en p_T de dijets consiste, à partir d'un lot de dijets, à estimer le déséquilibre en impulsion transverse provenant d'effets de résolution, en mesurant l'asymétrie de l'impulsion transverse des deux jets : $A(p_{T,1}, p_{T,2}) = \frac{p_{T,1}-p_{T,2}}{p_{T,1}+p_{T,2}}$. L'écart-type de la distribution permet d'accéder à la résolution relative en impulsion transverse :

$$\sigma_A = \frac{\sqrt{\sigma^2(p_{T,1}) + \sigma^2(p_{T,2})}}{< p_{T,1} + p_{T,2} >} \approx \frac{\sigma_{p_T}}{\sqrt{2} p_T} \tag{3.20}$$

La méthode de la bissectrice utilise également une configuration à deux jets. Le déséquilibre par rapport à 0 de l'impulsion transverse $\vec{k}_T = \vec{p}_{T,1} + \vec{p}_{T,2}$ est projeté sur deux axes ψ et η. L'axe η correspond à la bissectrice du système de deux jets tandis que l'autre axe ψ est défini de façon transversale au premier.

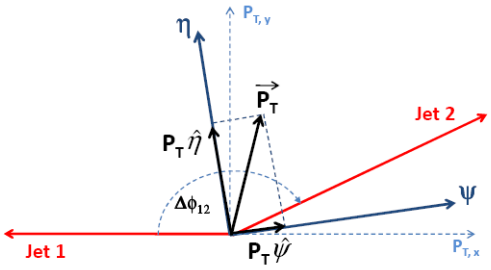


FIGURE 3.46 – *Méthode de la bissectrice. Source : [61].*

Si la résolution en énergie est d'une précision infinie, le vecteur $\vec{k}_T$ est superposé avec la bissectrice. La projection $k_{T,\psi}$ de $\vec{k}_T$ sur l'axe ψ est ainsi représentatrice de l'effet de l'énergie du calorimètre. Ainsi, la dispersion σ_ψ de cette composante est dominée par la résolution en énergie σ_{res} du calorimètre. Les radiations de gluons contribuent également mais par un effet plus faible : $\sigma^2_\psi = \sigma^2_{res} + \sigma^2_{soft\ rad.\parallel}$. La contribution $k_{T,\eta}$ non nulle est dominée par les effets de radiations de gluons : $\sigma^2_\eta = \sigma^2_{soft\ rad\perp}$. En supposant égaux les contributions parallèle et transversale des radiations de gluons : $\sigma_{soft\ rad\parallel} = \sigma_{soft\ rad\perp}$, la résolution en énergie des jets peut être déduite :

$$\sigma_{res} = \sqrt{\sigma^2_\psi - \sigma^2_\eta} \tag{3.21}$$

3.5.2.7 Divers

Dans le cas d'ATLAS, la résolution du calorimètre hadronique permet de reconstruire les jets. Dans le cas de CMS, la résolution est moindre. Une technique de mesure du flux d'énergie (energy flow) permet de compenser la moindre résolution, en prenant compte de l'énergie mesurée par les différents détecteurs [21].

Dans les analyses, peuvent apparaître des catégories de jets. La détermination de l'incertitude de section efficace de N jets par une simple méthode variant les incertitudes perturbatives conduit à sur-estimer l'erreur, le veto de jets réduisant l'incertitude perturbative par une annulation de corrections importantes sur la section efficace totale et de dépendance logarithmique sur le veto de jet. Une meilleure évaluation peut être obtenue suivant la méthode de Stewart et Tackmann [62] à partir de la différence entre la section efficace inclusive à N jets et celle à $N+1$ jets. La propagation des erreurs pour les différentes observables mises en jeu se fait suivant le procédé suivant. Si une observable $y = y(\vec{x})$ est fonction de variables aléatoires et qu'un développement limité autour des valeurs moyennes $\vec{\mu}$ peut s'écrire :

$$y(\vec{x}) = y(\vec{\mu}) + \sum (x_i - \mu_i)\partial y/\partial_{x_i} \tag{3.22}$$

alors la variance, permettant de déduire l'erreur par l'utilisation de l'écart-type, s'écrit :

$$V_{ab}(y(\vec{x})) = \sum_i \sum_j (\partial y_a/\partial_{x_i})(\partial y_b \partial_{x_j}) V_{ij}(\vec{x}) \tag{3.23}$$

L'incertitude dans une catégorie de N jets est déduite de celle sur $\geq N+1$ et $\geq N$ jets, à partir de $\sigma_N = \sigma_{\geq N} - \sigma_{\geq N+1}$, et de l'approximation que les séries pertubatives $\sigma_{\geq N}$ sont considérées comme non corrélées.

Par exemple, dans la base $\vec{x} = \{\sigma_{tot}, \sigma_{\geq N}\}$, la matrice de covariance est $\begin{pmatrix} \Delta^2_{tot} & 0 \\ 0 & \Delta^2_{\geq N} \end{pmatrix}$.

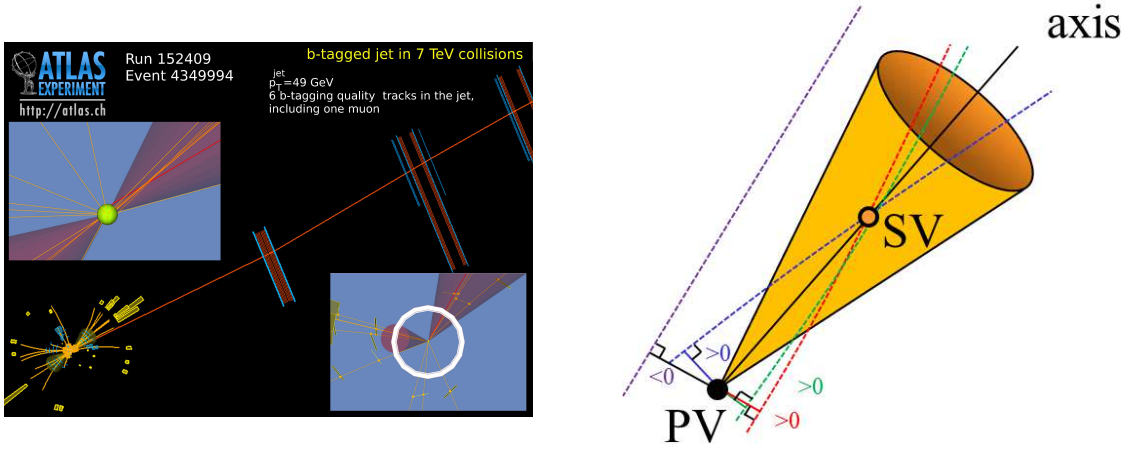
21. Par exemple, aux énergies faibles, la résolution en énergie d'un détecteur interne est meilleure que celle d'un calorimètre, montrant qu'une combinaison des différents sous-détecteurs améliore la résolution.

Alors, dans la base $\vec{y} = \{\sigma_0, \sigma_{\geq N}\}$, la matrice de covariance se déduit à partir des transformations $\sigma_0 = \sigma_{tot} - \sigma_{\geq N}$ et $\sigma_{\geq N} = \sigma_{\geq N}$: $\begin{pmatrix} \Delta^2_{tot} + \Delta^2_{\geq N} & -\Delta^2_{\geq N} \\ -\Delta^2_{\geq N} & \Delta^2_{\geq N} \end{pmatrix}$.

Une méthode alternative est la méthode JVE [63].

3.5.3 Etiquetage des jets de b

En raison de leur durée de vie, les jets de b se différencient des jets légers par la présence d'un vertex déplacé (Fig. 3.47a) : $c\tau \approx 450\ \mu m$ dans le référentiel du centre de masse, correspondant pour un jet b de 50 GeV à $\gamma\beta c\tau \approx 3\ mm$ dans le référentiel du laboratoire. L'exploitation de cette propriété spatiale peut se faire par la recherche de traces incompatibles avec le vertex primaire ou par la recherche explicite d'un vertex secondaire (SV). Dans le premier cas, le paramètre d'impact est utilisé, correspondant à la distance de plus faible approche (*dca* pour distance of closest approach) entre la trace considérée du jet et le vertex primaire. Les contributions transversale, longitudinale ou en trois dimensions peuvent être utilisées. Le signe du paramètre d'impact transversal (Fig. 3.47b) permet d'augmenter la discrimination. Le signe est positif pour la configuration favorable à un jet de b, correspondant à une intersection de la trace avec l'axe du cône du même côté que le vertex secondaire par rapport au vertex primaire, et négatif dans le cas contraire. Une autre propriété des jets de b est la présence de leptons mous (e, μ).

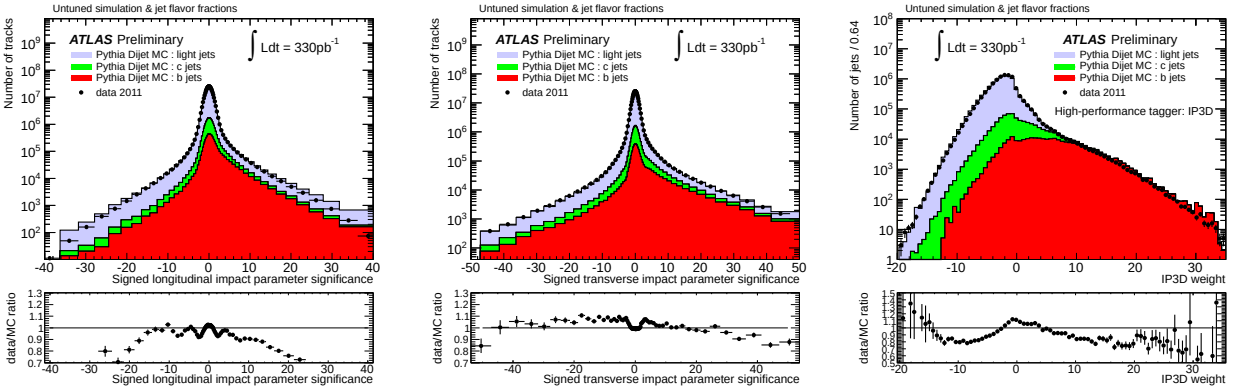


(a) (b)

FIGURE 3.47 – *(a) Visualisation d'un événement compatible avec la présence d'un jet de b. (b) Définition du signe du paramètre d'impact pour les traces d'un jet. Source (a) : [64].*

Divers algorithmes d'étiquetage (dits b-taggers [22] réalisant un $b-tagging$) peuvent être utilisés.

L'algorithme $IP1D$ utilise l'information du paramètre d'impact longitudinal, $IP2D$ celle du paramètre transversal, $IP3D$ les deux (Fig. 3.48c), ce qui permet de prendre en compte les corrélations. L'algorithme $JetProb$, moins performant que $IP3D$, utilise la significance du paramètre d'impact transverse signé de chaque trace chargée du jet, ce qui donne davantage de poids aux traces mesurées plus précisément.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.48 – *(a, b) Significance du paramètre d'impact (a) longitudinal, (b) transversal. Les histogrammes sont cumulatifs, d'où une contribution symétrique pour les jets légers. (c) Poids de l'algorithme d'étiquetage de jets de b $IP3D$, utilisant les paramètres d'impact transversal et longitudinal. Source : [65].*

L'algorithme $SV0$ utilisé pour les premières données d'ATLAS [66] est basé sur la durée de vie de la particule, en utilisant comme variable discriminante la significance de la longueur signée de désintégration $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}}$ par rapport au vertex secondaire. Pour améliorer la discrimination, l'algorithme $SV1$ utilise un rapport de vraisemblance à partir de trois variables : la masse invariante des traces associées au vertex, le rapport entre la somme des énergies des traces associées au vertex et celle de l'énergie de toutes les traces, le nombre de vertex à deux traces avec une distribution à deux dimensions pour les deux premières, à une dimension pour la troisième. L'algorithme $SV2$ utilise une distribution en trois dimensions des trois variables. L'algorithme JetFitter utilise la topologie de la désintégration en termes de contributions de jets de b et c. L'algorithme $MV1$ [**?**] utilise un réseau de neurones à partir des algorithmes $IP3D$, $SV1$, JetFitter. L'algorithme $MV1c$ est entraîné à partir de jets de c notamment, ce qui permet de les rejeter davantage par rapport aux jets de b.

22. Parfois appelés simplement *taggers* lorsque le contexte ne porte pas à confusion.

L'ajout d'une nouvelle couche b (Fig. 3.49) pendant l'arrêt de 2014, a la perspective d'améliorer la réjection de jets légers par rapport à ceux de b.

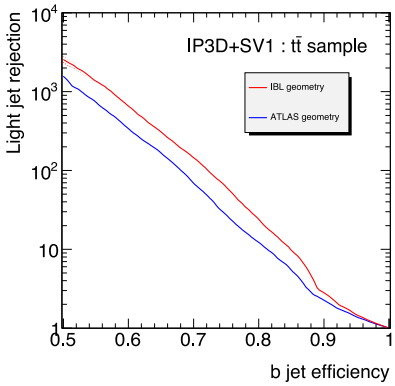


FIGURE 3.49 – *Amélioration par l'utilisation de la nouvelle couche B du taux de réjection de jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets de b. Source : ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report.*

Par désintégration semi-leptonique, de l'ordre de 40 % des jets de b contiennent des leptons mous, de sorte que cette signature permet de les identifier. Les muons ne déposant presque pas d'énergie dans le calorimètre, leur signature est plus prometteuse que celle d'électrons pour identifier les muons puisque la séparation avec les jets est facilitée. L'impulsion transverse du muon $p_{T_{rel}}$ par rapport à l'axe du système jet+muon (Fig. 3.50) est plus grande pour les muons issus de jets de b que pour le bruit de fond comme les hadrons atteignant le détecteur à muon (dits punch-through), les muons issus de la désintégration de hadrons, le bruit de fond de caverne (défini ultérieurement) et les jets de c. En raison du faible rapport d'embranchement, cet algorithme est utilisé principalement comme vérification des autres algorithmes, en particulier pour mesurer les performances d'efficacité d'étiquetage.

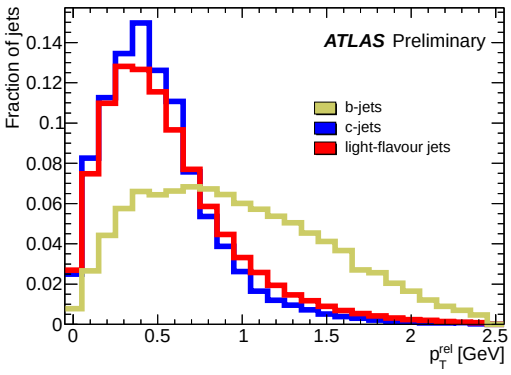


FIGURE 3.50 – *Méthode p_T^{rel} utilisant comme variable discriminante l'impulsion transverse du muon dans le jet pour mesurer l'efficacité d'étiquetage de jets de b. Source : [67].*

L'efficacité d'étiquetage est la fraction de jets b étiquetés comme tels :

$$\epsilon_{b-tag} = \frac{N_{b\ jets+b-tag}}{N_{b\ jets}} \tag{3.24}$$

En raison de la résolution finie du détecteur interne et la présence de traces issues de particules à longue durée de vie ou d'interactions avec la matière, des jets légers peuvent être étiquetés à tort comme de b. Le taux de mauvaise étiquetage (b mistag rate), typiquement inférieur à 1 %, est la fraction de jets légers étiquetés à tort comme jets de b :

$$\epsilon_{b-mistag} = \frac{N_{light\ jets\ b-tag}}{N_{light\ jets}} \tag{3.25}$$

L'inverse est la réjection de jets légers par rapport à l'algorithme.

Les performances des différents algorithmes d'étiquetage peuvent être comparées sur une courbe d'efficacité de réjection des jets légers en fonction de l'efficacité de sélection de jets de b, en faisant varier les points d'opération de chaque méthode. L'efficacité d'étiquetage de b est de l'ordre de 50 % pour une réjection de jets légers d'environ 200. Différentes méthodes peuvent être utilisées pour mesurer l'efficacité d'étiquetage de jets de b.

La méthode $p_{T_{rel}}$ sélectionne par un déclenchement de type $muon + jet$ un lot de dijets pour lequel un des jets contient un muon. Une modélisation de l'impulsion transverse relative du muon par rapport à l'axe de jet permet de distinguer les jets b, c et légers. Un ajustement des données avant et après étiquetage permet de déduire l'efficacité d'étiquetage.

La méthode $D^*\mu$ sélectionne un échantillon de haute pureté en jets de b par sa désintégration semi-leptonique $b \to X\mu D^{*+} \to X\mu D^0(\to K^-\pi^+)\pi^+$, ce qui donne lieu à une configuration avec des jets, dont un méson D^{*+} et un muon de charges opposées. Afin de soustraire le bruit de fond, les événements avec charges de signes identiques de D^{*+} et μ sont soustraits à ceux de signes opposés. La procédure est appliquée avant et après étiquetage des jets de b par la méthode dont il s'agit d'évaluer l'efficacité.

La méthode de comptage d'étiquetage utilise des événements de désintégrations de paires de quarks top, ce qui permet d'obtenir des lots enrichis en jets de b puisque le rapport d'embranchement $t \to Wb$ est proche de 1. En première approximation, les nombres d'événements avec un et deux jets de b sont respectivement $2N_{t\bar{t}}\epsilon_b(1-\epsilon_b)$ et $N_{t\bar{t}}\epsilon_b^2$. En fait, le nombre moyen de jets de b dans un lot $t\bar{t}$ n'est pas exactement égal à deux en raison de jets de b supplémentaires pouvant être produits par les radiations de gluons, des mauvais étiquetages de jets légers, ou encore des inefficacités de reconstruction de jets de b peuvent apparaître, notamment pour un région en dehors de l'acceptance du détecteur. Des corrections sont appliquées pour tenir compte de ces effets. L'efficacité d'étiquetage de b est déduit du nombre d'événements de différentes multiplicités de b.

La méthode de sélection cinématique utilise un lot de grande pureté en jets de b à partir d'une sélection d'événements de production de paires de quarks top dans le canal lepton+jets et en utilisant les quatre jets de plus grande impulsion. L'efficacité d'étiquetage est obtenue par [23] :

$$\epsilon_b = \frac{1}{f_b}\left(\frac{N_{tagged}}{N} - \epsilon_c f_c - \epsilon_l f_l - \epsilon_{QCD} f_{QCD}\right) \tag{3.26}$$

Les événements sont séparés en deux lots distincts pour avoir une bonne statistique pour la mesure de l'efficacité d'étiquetage de b. Deux lots sont considérés : $L234$ et $L1$. Si un jet dominant, noté 1, est étiqueté b par un algorithme de référence (par exemple $SV0$), alors l'efficacité de l'algorithme dont on cherche à mesurer la performance est calculée à partir des trois jets sous-dominants (lot $L234$). Si le jet sous-dominant est étiqueté b, l'efficacité d'étiquetage est calculée à partir du jet dominant (lot $L1$).

La méthode System8 [68, 69] utilise un système de huit équations non linéaires à huit inconnues, dont l'efficacité d'étiquetage de jet de b à déterminer, à partir de deux échantillons ayant un contenu différent en jets de b, et deux méthodes non corrélées d'étiquetage de jet b.

Deux méthodes sont couramment utilisées pour mesurer le taux de mauvais étiquetage. La méthode d'ajustement de masse $SV0$ réalise un ajustement de la masse invariante des traces associées au vertex secondaire préalablement sélectionné par la significance de la longueur signée de désintégration (méthode $SV0$). Les nombres de jets légers sont estimés à partir des efficacités d'étiquetage de b et c :

$$\epsilon_{b-mistag} = \frac{N^{b-tag}_{light\ jets}}{N_{light\ jets}} = \frac{N^{b-tag}_{light\ jets}}{N_{data} - \frac{N_b^{b-tag}}{\epsilon_b} - \frac{N_c^{b-tag}}{\epsilon_c}} \tag{3.27}$$

La méthode d'étiquetage négatif utilise le taux d'étiquetage négatif par la méthode de significance signée de longueur de désintégration. A partir de l'hypothèse d'une distribution symétrique pour ces événements, le taux de mauvais étiquetage est déduit.

23. Parmi les N jets des lots analysés contenant une fraction f_b de jets de b, N_{tag} sont étiquetés b. A ces N_{tag}, il faut soustraire la prédiction dans la région signal du nombre de jets étiquetés à tort comme jets de b mais issus soit de c, soit de jets légers (notés l) ou de production QCD multijets, dont les fractions et efficacités attendues sont notées f_X et ϵ_X. Les efficacités et fractions sont estimées à partir d'une région de contrôle dans les données. Il vient : $\epsilon_b = \frac{1}{Nf_b}\{N_{tagged} - N(\epsilon_c f_c - \epsilon_l f_l - \epsilon_{QCD} f_{QCD})\}$.

3.6 Tau

La particule τ, de durée de vie courte (3.10^{-13} s), est reconstruite par ses produits de désintégration. Comme[24] $c\tau \approx 87\mu m$, un vertex secondaire existe, bien que la désintégration ait lieu avant de quitter le tube à faisceau. Les désintégrations possibles (Fig. 3.51) sont les modes hadroniques ($\approx$ 65 %) et leptoniques ($\approx$ 35 %). Les désintégrations hadroniques sont pour la plupart (58 %) appelées par leur multiplicité : modes avec un pion chargé, dits 1-prong ($\approx$ 47 %) : $\tau \to \pi^{\pm} n\pi^0 \nu_\tau$ avec $n \geq 0$, modes avec 3 pions chargés, dits 3-prong ($\approx$ 12 %) $\tau \to \pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\pm}\nu_\tau n\pi^0$ avec $n \geq 0$, et d'autres modes ($\approx$ 6 %).

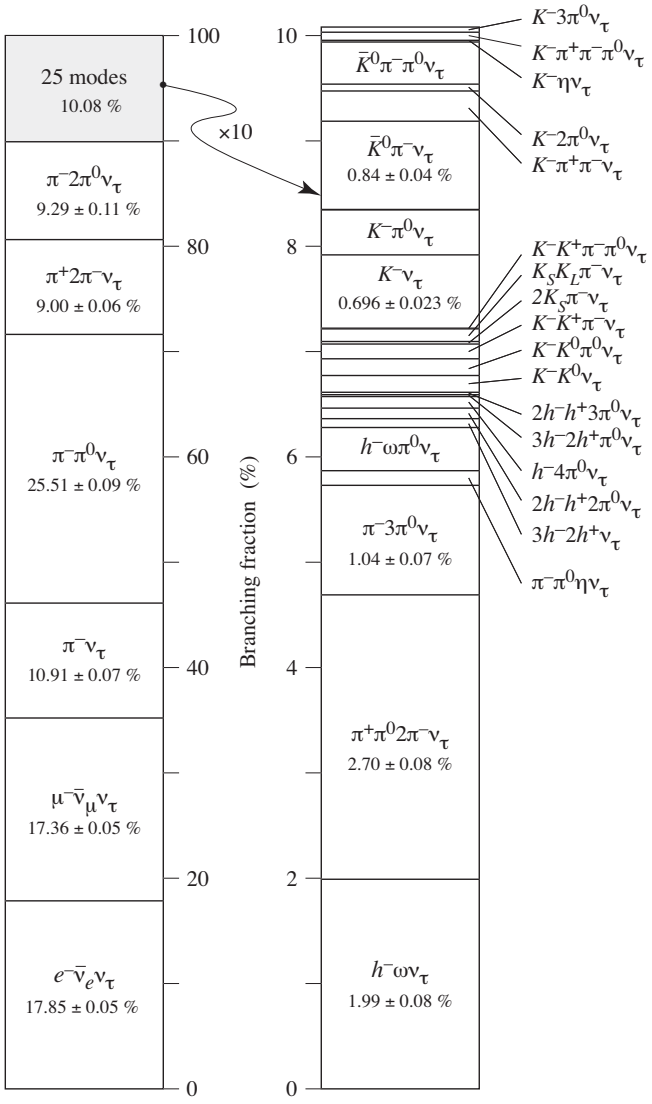


FIGURE 3.51 – *Modes de désintégrations des leptons τ. Source : [70].*

24. La durée de vie propre est notée également τ, à ne pas confondre avec la particule τ.

La reconstruction d'un τ leptonique est similaire à celle d'un lepton. En présence d'une paire de τ, l'énergie transverse manquante est exploitée. La reconstruction d'un τ hadronique recherche (Fig. 3.52) un ensemble collimaté de particules hadroniques (jet) dans le calorimètre, reconstruit par l'algorithme anti-k_T, et lui associe les traces d'une certaine qualité, voisines dans un cône de $\Delta R < 0,4$. Les traces, devant être de faible multiplicité, ne doivent pas être associées à des traces du spectromètre à muons, ni avoir des propriétés similaires aux électrons, pour lesquels il y a de nombreux hits TRT à haut seuil de vraisemblance électron. Un premier cône, dit de signal, est construit pour le cluster et les traces, entouré d'un second cône, dit d'isolation, requérant une faible activité calorimétrique et de traces. La multiplicité de traces dans un cône de $\Delta R < 0,2$ permet de déduire si le mode est 1 ou 3-prong.

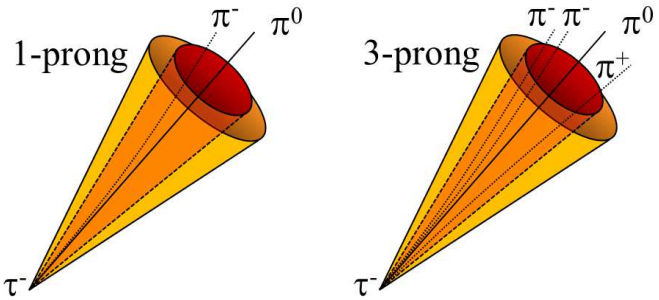


FIGURE 3.52 – *Reconstruction des tau hadroniques (a) 1-prong et (b) 3-prong.*

Afin de rejeter le bruit de fond principal de jets QCD, l'identification utilise des variables discriminantes selon une approche de coupures ou une technique multivariée. Quelques exemples de variables discriminantes utilisées pour l'identification sont présentées sur la figure 3.53 : la fraction d'impulsion portée par la trace dominante (f_{track}), la fraction d'énergie dans le coeur de gerbe (f_{core}), la masse du cluster ($m_{clusters}$), la significance de la distance de vol du vertex secondaire (S_T^{flight}).

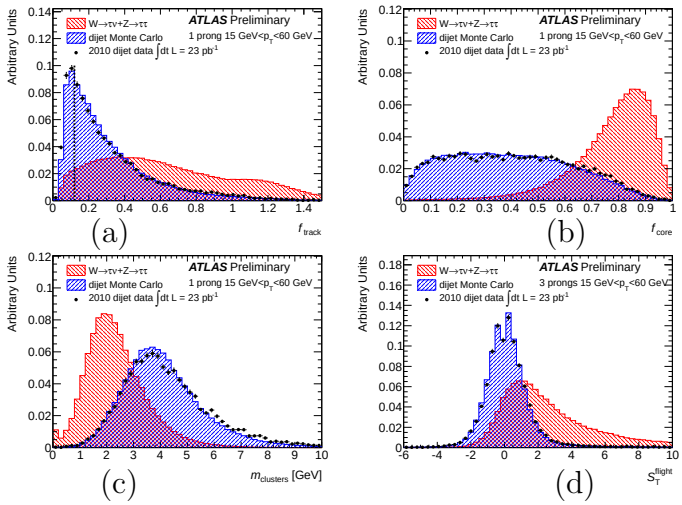


FIGURE 3.53 – *Exemples de variables discriminantes pour identifier les τ hadroniques. Source : [71].*

3.7 Neutrinos et particules faiblement interagissantes

En raison de leur interaction trop faible avec la quantité de matière mise en jeu dans un détecteur classique tel que celui d'ATLAS, la reconstruction des neutrinos ou de toute autre particule n'interagissant que très peu avec la matière, comme pour certains canaux de supersymétrie ou dimensions supplémentaires, est déduite du déséquilibre en énergie reconstruite. A partir de la contrainte de conservation d'énergie dans le plan transverse, l'énergie transverse manquante, notée suivant les références MET (Missing Energy Transverse), E_T^{miss} ou $\not{E}_T$, est l'opposée de la somme des impulsions transverses, en utilisant la somme des impulsions et énergies transverses mesurées par les particules visibles [25] : $\vec{E}_T^{miss} = -\sum_{visible} \vec{E}_T$, soit $E_{x,y}^{miss} = -\sum E_{x,y}^{visible}$. Elle est représentatrice de particules interagissant faiblement, non détectées, ou provenant de problèmes du détecteur : inefficacités de reconstruction, acceptance limitée. En particulier, un jet mal reconstruit peut engendrer l'existence de MET. Pour assurer une bonne qualité et authenticité de l'énergie transverse manquante, des coupures peuvent être choisies pour supprimer les événements avec une énergie transverse manquante colinéaire à un jet de haut p_T ou un Z reconstruit, dont le rapport d'embranchement en paires de jets est dominant. Pour tenir compte de la résolution limitée en énergie des différents objets, la contrainte sur une coupure en énergie transverse manquante peut être relative à une autre quantité, par exemple [72] $\frac{MET}{f(\sum_{trks} p_T)} > thr$ ou encore [72] $MET \times f(\phi_{l,miss}) > thr$. Par exemple, l'énergie transverse relative est définie comme $MET_{rel} = MET \times sin\Delta\phi_{min}$ avec $\Delta\phi_{min} = min(\Delta\phi, \pi/2)$ où $\Delta\phi$ est l'angle entre l'énergie transverse manquante et le lepton ou jet le plus proche. La coupure sur cette quantité permet de tenir compte des événements avec une mauvaise reconstruction d'un jet ou lepton puisqu'il existe une corrélation entre sa direction et l'énergie transverse manquante.

L'énergie transverse manquante s'obtient en considérant les contributions des différents objets (Fig. 3.54).

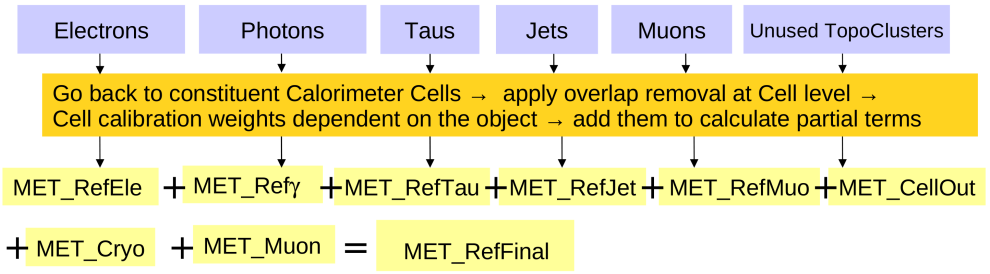


FIGURE 3.54 – *Schéma de principe de la reconstruction de l'énergie transverse manquante. Source : [73].*

25. La norme et l'angle s'écrivent $E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2}$ et $\phi_{miss} = arctan(E_y^{miss}/E_x^{miss})$.

Chaque terme associé à une classe d'objet s'obtient comme la somme négative des énergies transverses des objets de cette classe, préalablement identifiés et calibrés. Le terme Cell-out, historique à 2011, correspond aux cellules en dehors du cluster et intègre les contributions de jets mous. Il a été ensuite été intégré en 2012 au terme des jets. Les clusters calorimétriques non associés à des objets constituent un terme supplémentaire dit Soft Term. L'association des cellules avec un objet reconstruit et identifié est faite de façon prioritaire comme : électron, photon, lepton τ se désintégrant de façon hadronique, jet, muon. Par conséquent, dans le calcul de l'énergie transverse manquante, l'énergie transverse correspondante aux électrons est traitée avant les photons, et ce même si un électron était en fait un photon converti. Or un objet ne peut pas entrer plus d'une fois dans la somme. Ainsi, dans le cadre typique des analyses $H \to \gamma\gamma$, l'ordre est inversé afin de traiter le photon avant. De plus, nominalement, les photons sont principalement des faux photons issus de jets, avec une calibration à l'échelle électromagnétique. Dans le cadre de l'analyse $H \to \gamma\gamma$, après les coupures, ce n'est plus le cas, de sorte que la calibration est choisie pour être en meilleur accord avec la qualité requise.

La suppression d'empilement est déjà mise en œuvre au niveau des objets de physique, sauf pour le terme Soft. Pour réduire son effet, deux méthodes sont utilisées : soit utiliser l'aire des jets pour réduire l'empilement, soit repondérer le terme Soft par la fraction d'impulsion de traces venant du vertex primaire (Soft Term Vertex Fraction) par rapport à tous les vertex, les traces considérées étant celles non associées aux objets reconstruits :

$$STVF = \frac{\sum_{trk\ PV} p_T}{\sum_{trk} p_T} \tag{3.28}$$

La figure 3.55 présente la dépendance de la résolution sur l'énergie transverse manquante avec le nombre de vertex primaires, avant et après optimisation pour assurer une immunité vis-à-vis de l'empilement.

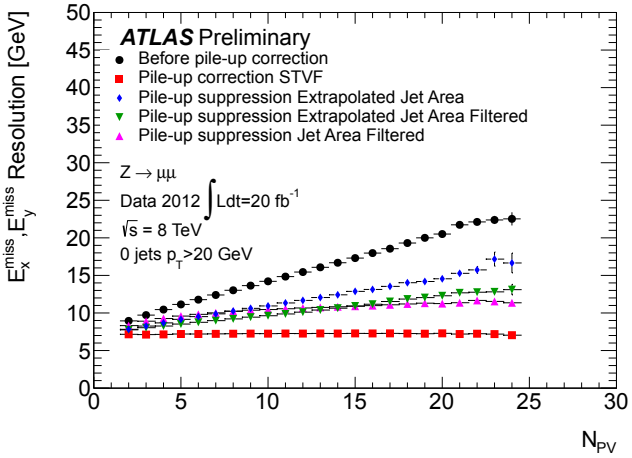


FIGURE 3.55 – *Variation de la résolution sur l'énergie transverse manquante avant et après une optimisation pour obtenir une immunité envers l'empilement. Les données correspondent à une sélection inclusive $Z \to \mu\mu$. Source : [74].*

La mesure la plus précise est obtenue par un algorithme raffiné (MET ref pour refined), en considérant les cellules de chaque sous-détecteur, calibrées en fonction de l'objet de physique auxquelles elles appartiennent, en soustrayant les éventuels recouvrements de cellules. Des mesures alternatives, non nominales, utilisent soit les dépôts d'énergie dans les clusters topologiques des calorimètres ($MET_LocHadTopo$), soit la somme des impulsions des traces (MET_Track). Cette dernière méthode, indépendante de l'empilement, utilise les traces de haute qualité, reconstruites par le détecteur interne : $\vec{p}_T^{miss} = -\sum \vec{p}_T^{trk}$. L'inconvénient est la couverture angulaire limitée à $|\eta| < 2.5$. Cette méthode peut être combinée avec la méthode classique calorimétrique.

La résolution de l'énergie transverse manquante suit typiquement une courbe de type $\sigma = k\sqrt{\sum E_T}$, provenant du fait que le terme d'échantillonnage du calorimètre est dominant à faible énergie tandis que le terme de bruit est faible, et dévie de la loi de puissance par la présence du terme constant.

3.8 Lutter contre le bruit de fond et le contrôler

3.8.1 Considérations générales

La recherche d'un signal et la mesure de ses propriétés nécessitent pour la collaboration une compréhension, pour les conditions réelles de prise de données, du fonctionnement, de la géométrie et des performances du détecteur et de son instrumentation, de la reconstruction et identification des objets de physique et la réduction du bruit de fond. Comme les conditions de prise de données ne peuvent pas être connues très précisément à l'avance, la simulation utilise des conditions proches, mais permettant néanmoins de pouvoir être corrigées par des traitements ultérieurs. Les effets et problèmes découverts sont pris en compte dans la campagne suivante de simulation.

Le signal recherché peut être résonant, c'est-à-dire produit par l'intermédiaire d'une particule sur couche de masse, ou au contraire non résonant. Le bruit de fond est composé d'une composante dite irréductible, constituée de particules finales identiques à celles du signal recherché mais issues d'un autre mécanisme de production, et d'une composante réductible, dite aussi instrumentale [26], constituée de particules de l'état final différentes du signal mais l'imitant en raison des performances limitées inhérentes au détecteur. La distinction bruit de fond irréductible/réductible peut parfois être ambiguë si l'état final d'un bruit de fond n'est pas précisé. Par exemple, dans la recherche du Higgs avec le canal $Z(\to ll)H(\to bb)$, le bruit de fond ZZ est irréductible par sa contribution $Z(ll)Z(bb)$ et réductible par ses autres contributions, sauf $Z(\to bb)$. Le bruit de fond combinatoire correspond au bruit de fond relié à un mauvais appariement d'objets de physique à une particule mère, par exemple les quarks b dans une recherche du Higgs de type ttH, avec

26. Il existe un certain flou dans l'usage de ce terme, pouvant parfois être utilisé plutôt pour le bruit des détecteurs ou du bruit de fond en dehors des collisions.

$H \to b\bar{b}$ et $t \to Wb$. Un autre bruit de fond est le bruit de fond de non-collision dit aussi hors collision (non-collision background) constitué de bruit de fond étranger au fonctionnement normal de l'accélérateur, imitant ainsi les collisions normales. Il est constitué du halo de faisceaux constitué de muons produits par l'interaction du faisceau avec les collimateurs, de l'interaction faisceau-gaz où le faisceau interagit avec des atomes résiduels de la cavité à vide poussé, de l'interaction des muons issus des rayons cosmiques, du bruit électronique des calorimètres, notamment les explosions sporadiques (noise burst, Fig. 3.56) d'origine non comprise.

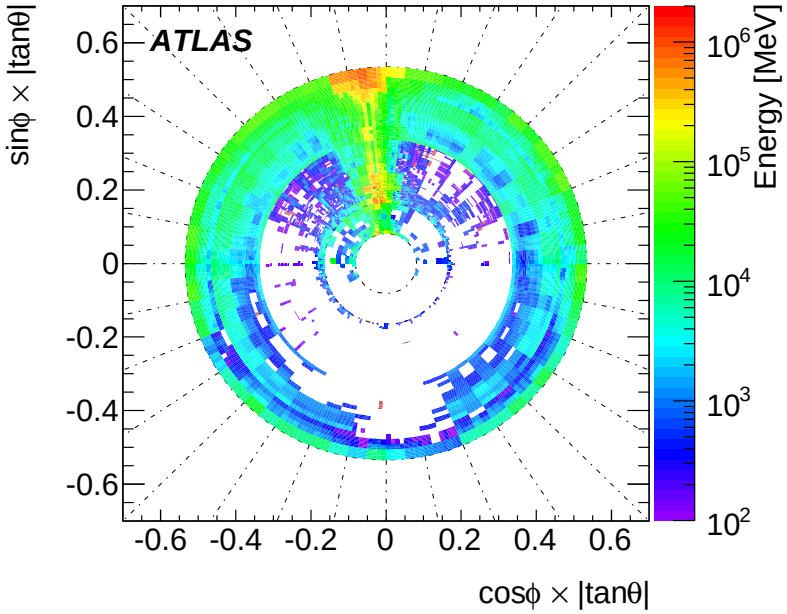


FIGURE 3.56 – *Exemple de bruit soudain (noise burst) dans le calorimètre électromagnétique. Source : [75].*

Afin de supprimer le bruit de fond hors collision mais aussi d'avoir une bonne qualité de données, des coupures sur l'événement peuvent requérir l'existence d'un vertex ayant suffisamment de traces, mais également imposer des coupures sur le paramètre d'impact longitudinal ou transversal des traces. En présence d'empilement important, la coupure sur la multiplicité de vertex ayant au moins un certain nombre de traces n'est plus utile, puisque le critère est toujours rempli.

3.8.2 Qualité des données

La performance et les conditions particulières de fonctionnement du détecteur peuvent avoir des effets subtils sur la reconstruction, pouvant entraîner des erreurs d'interprétation dans l'analyse. Un monitorage continu d'observables typiques dans chaque sous-détecteur permet d'évaluer la qualité globale des données en fonction du temps. Une liste de runs de bonne qualité (dite GRL pour Good Run List dans la communauté ATLAS) rassemble les numéros de blocs de luminosité correspondant à une qualité de données adéquate pour les sous-détecteurs opérationnels impliqués dans la reconstruction des objets de l'analyse considérée. La luminosité varie très légèrement en fonction de la version de GRL d'une même campagne de données, pour tenir compte de l'amélioration de l'interprétation de monitorage des événements en termes de qualité. Avec l'augmentation de la complexité des analyses, la luminosité intégrée n'est plus autant critique après découverte d'un signal qu'avant, de sorte que l'étude des couplages du signal introduit de façon naturelle de nombreuses catégories qui nécessitent au niveau de la reconstruction la quasi-totalité des objets de physique (électron, photon, muon, tau, jet, MET), au-delà des objets primaires du signal (photons pour $H \to \gamma\gamma$ par exemple). Ainsi, lors de la mesure des propriétés du signal, il est naturel de requérir une GRL pour laquelle tous les sous-détecteurs sont fonctionnels : GRL All-Good, ce qui réduit légèrement la luminosité mais n'est pas problématique.

Les éventuelles malencontreuses inversions de connections de câbles de haute tension ou de lecture sont corrigées au niveau de la reconstruction puis physiquement à l'arrêt suivant. Les figures 3.57a, b et c, d présentent respectivement l'exemple d'inversion de câbles de haute tension et de lecture.

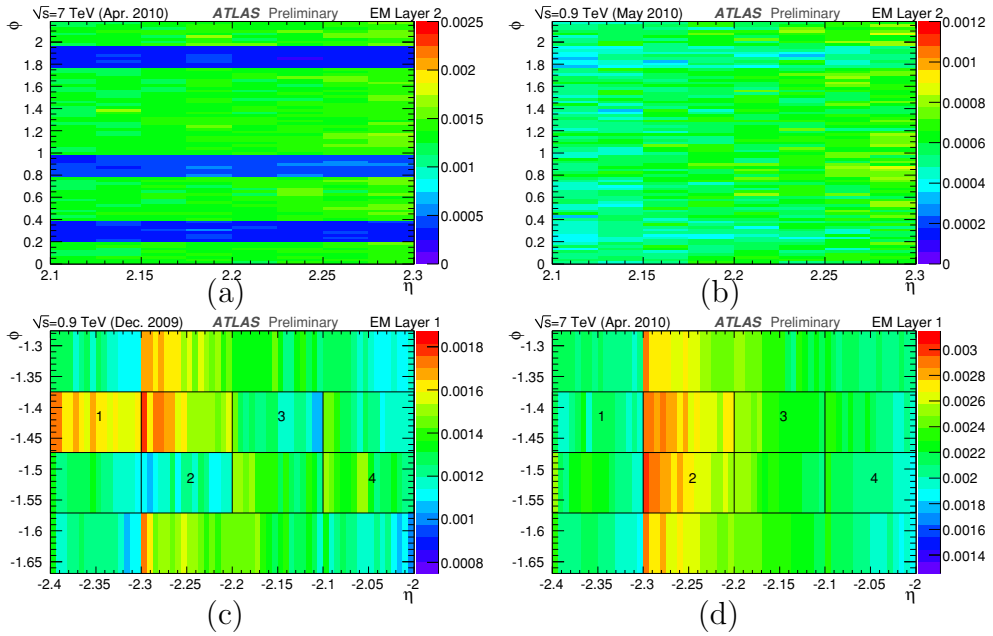


FIGURE 3.57 – *Exemples d'inversion malencontreuse de câblage avant (a, c) et après (b, d) correction de câbles à haute tension (a, b) ou de lecture du signal (c, d). Source : [?].*

La recherche d'anomalies dans l'occupation des cellules d'un sous-détecteur permet de diagnostiquer des problèmes. Par exemple, l'occupation des cellules du calorimètre électromagnétique, définie comme la fraction d'événements pour lesquels l'énergie est au-dessus de l'ordre de 5 fluctuations standard du bruit, celui-ci ayant été calculé préalablement par des déclenchements aléatoires, est présenté sur la figure 3.58. Des régions avec très forte ou très faible occupation peuvent provenir de cellules détériorées ou bruyantes, masquées dans la reconstruction d'ATLAS, mais aussi de hautes tensions non nominales, ce qui nécessite des facteurs correctifs au niveau de la reconstruction.

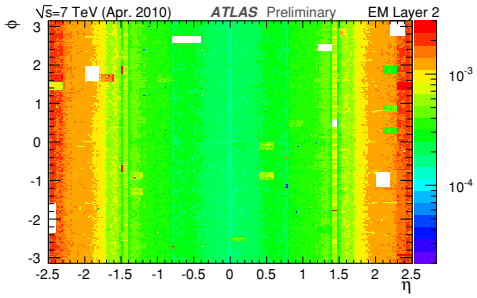
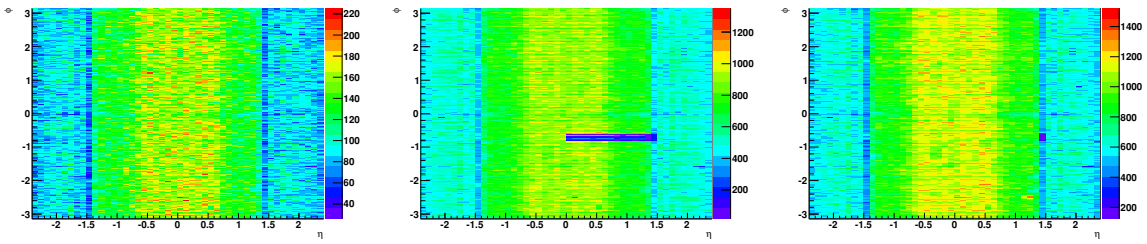


FIGURE 3.58 – *Occupation du calorimètre électromagnétique. Source : [?].*

Lors de la campagne de prise de données 2010, des transmetteurs optiques (OTX) du détecteur à argon liquide sont tombés en panne. Pour l'analyse, une procédure de nettoyage des objets supprime les électrons et photons dans les régions situées près des cellules correspondantes. Cette procédure ne s'appliquait qu'aux données puisque le Monte-Carlo ne pouvait par définition prévoir l'existence de ces détériorations. Après la réparation en 2011 des ces liaisons optiques, un nouveau problème hardware du détecteur à argon liquide est survenu (Fig. 3.59), cette fois en raison de problèmes d'une carte contrôleur de l'électronique frontale (fusibles grillés), engendrant une perte de l'information des cellules du calorimètre électromagnétique à argon liquide, suivie d'une réparation durant l'été 2011.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.59 – *Couverture angulaire des photons à partir de l'information du calorimètre électromagnetique, pour trois périodes d'acquisition de l'expérience ATLAS, en 2011 : (a) périodes $B - D7$, (b) $E1 - H4$, (c) $I1 - K3$. Des dysfonctionnements d'une carte contrôleur apparait à partir de la période $E1$, résolus à l'arrêt de l'été 2011, après la période $H4$.*

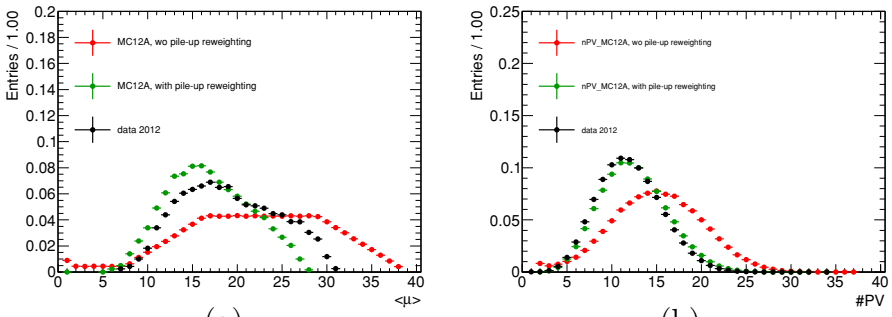
Les problèmes hardware (haute tension morte ou non nominale, FEB déconnectées, cellules masquées, etc.) sont pris en compte par le concept de drapeau de qualité d'objet (Object Quality flag), permettant de rejeter les objets incompatibles avec une bonne qualité de reconstruction. Un drapeau étiquette les erreurs spécifiques au sous-détecteur à argon liquide (LAr error flag) afin de rejeter ce type d'événements, comme ceux avec des explosions sporadiques [27] de bruit dans le détecteur, et les erreurs d'intégrité de données, provenant typiquement d'un changement d'état mémoire ou logique d'un dispositif électronique en raison de la radiation (Single Event Upset), mais aussi d'erreurs de FEB, de désynchronisation de boucle à verrouillage de phase, etc. Au moment de la version (release) 16 de reconstruction, les blocs de luminosité entiers étaient étiquetés comme mauvais en cas de problèmes de bruit sporadique ou d'erreur d'intégrité. A partir de la release 17, seuls les événements correspondants à une fenêtre en temps de ± 1 s autour de ces erreurs sont étiquetés comme mauvais au niveau de bloc de luminosité, ce qui a permis un gain de 7 % de statistique disponible.

Des critères de nettoyage sont imposés pour éviter de reconstruire artificiellement des objets en raison de cellules bruyantes isolées. Un nombre de cellules du calorimètre contenant 90 % de l'énergie du jet inférieur à un certain seuil permet d'éviter de reconstruire malencontreusement un jet. Des cellules chaudes dans une partie du calorimètre hadronique à tuiles sont apparues dans les périodes $B1$ et $B2$ des données 2012, non encore masquées à la reconstruction. Pour remédier à ce problème, les jets pour ces runs spécifiques, se dirigeant vers la région problématique avec une fraction d'énergie dans le second compartiment des tuiles trop grande. Pour le LAr, le facteur de qualité permet d'analyser la différence entre la forme du signal mesuré et celui prédit, afin de rejeter les cellules trop éloignées d'un comportement normal du détecteur. Cet effet a été pris en compte dans la simulation en pondérant les événements ayant un objet situé dans la région problématique par le prorata de cet effet dans les données (fraction de luminosité de runs non problématiques), par l'intermédiaire de l'outil checkOQ, puis intégré directement à la reconstruction dans les campagnes ultérieures de simulation. Puisque le recouvrement dans l'espace d'objets peut entraîner des ambiguïtés, un nettoyage des photons (photon cleaning) permet d'éviter que des jets de mauvaise qualité puissent détériorer la qualité de photons situés dans une même région. Pour retirer les jets non issus de dépôts d'énergie, c'est-à-dire pouvant venir de problèmes hardware, des rayons cosmiques, ou des conditions des faisceaux du LHC, une coupure de nettoyage de jets est effectuée sur la base des dépôts d'énergie dans les différents compartiments. Ces jets peuvent produire de la fausse énergie transverse manquante, produisant des queues de distributions en MET mal modélisées. Plus généralement, le recouvrement entre deux objets peut être traité soit en supprimant un objet, soit en supprimant l'événement.

Les lots de simulation sont générés préalablement à la prise de données avec une anticipation du niveau d'empilement. Une repondération de la simulation par le rapport d'empilement entre les données et la simulation, dite pile-up reweighting, permet de si-

27. L'utilisation de coupures sur le facteur de qualité du signal des cellules du calorimètre permet de supprimer ces événements.

muler avec la plus grande fidélité les conditions des données réelles. La multiplicité de vertex de biais minimum est également inconnue avant la campagne de prise de données. Une repondération, dite pile-up rescaling, permet de corriger cet effet. Cette dernière correction, pour la campagne ICHEP 2012 pour laquelle les corrections sont unidimensionnelles, déteriore la mise en accord de la procédure de pile-up reweighting. Cependant, le pile-up rescaling est appliqué puisque davantage d'observables dépendent du nombre de vertex que de la valeur moyenne du nombre d'interactions. Les figures 3.60a et 3.60b présentent l'effet de cette repondération du pile-up, lorsque le pile-up rescaling est activé.



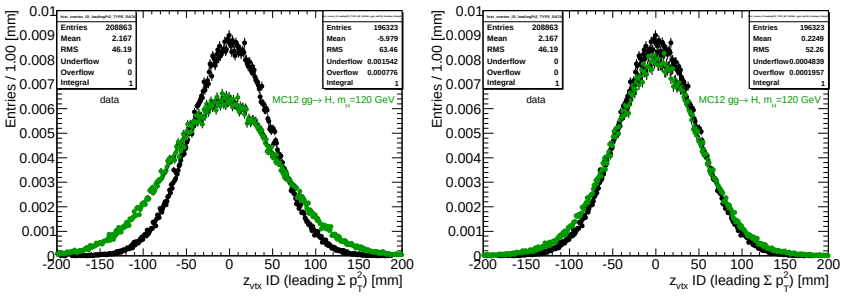
(a) (b)

FIGURE 3.60 – *Effet de la repondération de l'empilement pour améliorer l'accord de (a) :* $< \mu >$ *et de (b) :* n_{PV}*, ce dernier déteriorant le premier pour la campagne de ICHEP 2012.*

La simulation utilise une taille de faisceau, typiquement légèrement pessimiste (écart-type de $7,5$ *cm* pour l'analyse du Conseil 2011) pour être conservatif. Une procédure de repondération du vertex (dite vertex reweighting) consiste à émuler une dispersion gaussienne de la taille du vertex par une repondération des événements de la simulation, de façon à reproduire au mieux les conditions réelles des données (écart-type de $5,6$ *cm* pour l'analyse du Conseil 2011) en termes de taille du faisceau dans les données réelles, par un poids de la forme :

$$\frac{\sigma_{conditions\ MC}}{\sigma_{conditions\ data}} \frac{e^{-\frac{1}{2}(z_{truth\ \ Higgs} - z_{beam\ \ spot\ \ MC})^2 / 2\sigma^2_{conditions\ \ data}}}{e^{-\frac{1}{2}(z_{truth\ \ Higgs} - z_{beam\ \ spot\ \ MC})^2 / 2\sigma^2_{conditions\ \ MC}}} \tag{3.29}$$

ou par un outil plus raffiné transformant la forme de la distribution. La figure 3.61 présente l'effet de la repondération du z du vertex pour l'analyse ICHEP 2012.



(a) (b)

FIGURE 3.61 – *Comparaison de la distribution en* z *du vertex entre données et simulation, avant (a) et après (b) repondération du* z *du vertex, pour la campagne 2012* $MC12A$*.*

La GRL ne considère que des effets importants globaux dans le temps. D'autres cas de problème potentiel d'interprétation doivent être considérés pour l'analyse, notamment dans la thématique des électrons et photons, objets principalement utilisés dans l'analyse $H \to \gamma\gamma$. Un mauvais alignement entre détecteur interne et calorimètre électromagnétique peut engendrer de façon erronée l'existence ou l'absence d'une association de trace à un cluster électromagnétique, ce qui peut changer la classification électron/photon. Les régions à instrumentation détériorée ou absente peuvent avoir des conséquences sur la reconstruction. Par exemple, l'existence de modules pixel détériorés peut engendrer la confusion d'un électron en un photon. Pour ce deuxième exemple, un outil dit Ambiguity Resolver (Fig. 3.62), dont un bit binaire qualifie le résultat, permet de s'assurer que pour une configuration dans laquelle une trace traverse le détecteur interne dans une région où un module de pixel de couche b est détérioré, l'objet ne peut pas être reconstruit comme un photon converti, puisque le hit manquant pourrait le reconstruire comme électron. Ce critère réduit les électrons mal identifiés en photons par environ 30 %.

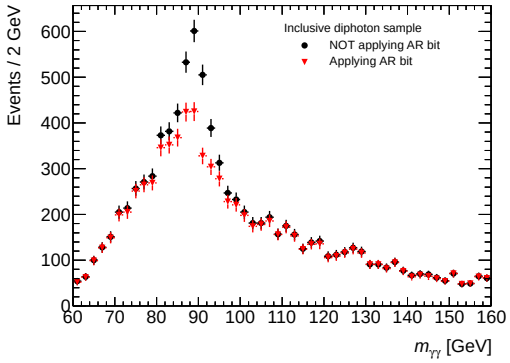


FIGURE 3.62 – *Exemple de la diminution de la contribution de faux photons issus du processus $Z \to ee$ après application du bit Ambiguity Resolver, pour une luminosité correspondante aux périodes B à G5 de 2011, soit* 695 pb^{-1}. *Source : [76].*

Une fois que les objets sont reconstruits, une étape de présélection choisit des objets respectant des conditions particulières : coupures cinématiques (E_T ou p_T), géométriques, non recouvrement des objets, choix de qualité minimale, etc. Les coupures géométriques, dites aussi fiduciaires [28], correspondent typiquement au domaine angulaire du sous-détecteur utilisé pour les mesures de précision (par exemple $|\eta| < 2,37$ pour les photons, correspondant à l'extension de bonne granularité des strips), en excluant les régions non instrumentées (comme la région de transition $1,37 < |\eta| < 1,52$ étendue à partir de Moriond 2013 à $1,56$ pour tenir compte de la moindre résolution dans cette région où intervient un scintillateur pour récupérer l'acceptance). Puis l'étape de sélection choisit les événements vis-à-vis du respect de conditions sur les objets présélectionnés.

28. du latin fiducia : confiance, c'est-à-dire la région où on peut faire confiance aux observations.

Sous le prérequis d'une bonne qualité des données, la recherche d'un signal nécessite l'introduction de variables discriminantes ne l'atténuant pas de façon trop importante, tout en luttant au mieux contre le bruit de fond. Les bruits de fond peuvent être prédits de façon insuffisamment précise par la simulation, de sorte qu'il convient de les évaluer directement à partir des données dans un espace des phases restreint permettant de les isoler, en utilisant cependant typiquement une sélection proche de celle nominale afin de minimiser les facteurs correctifs intervenant dans l'extrapolation de la sélection alternative vers la sélection nominale. De façon naturelle, les critères utilisés dépendent à la fois du bruit de fond et du signal. Ainsi, des bruits de fond similaires mais avec un signal différent conduisent naturellement à des coupures différentes.

3.8.3 Discrimination

Les variables discriminantes distinguant les objets issus d'un processus par rapport à un autre peuvent être les caractéristiques des objets individuels ou leur interdépendance, évoquée par le concept de variable topologique. Plusieurs variables discriminantes peuvent être combinées par des techniques multi-variées (MVA, au sein de l'outil TMVA : Toolkit for MultiVariate Analysis) prenant compte de leur corrélations pour les combiner de façon linéaire ou non linéaire et obtenir une nouvelle variable discriminante. Le réseau de neurones combine des variables discriminantes en une nouvelle plus discriminante, prenant en compte les corrélations. L'arbre de décision boosté (Boosted Decision Tree) est un exemple de technique multivariée. Il consiste, à partir d'un ensemble de variables discriminantes, à établir laquelle permet par un seuil de coupure optimal de séparer au mieux les événements de signal et de bruit de fond. Un second arbre est construit pour classer les événements qui peuvent ne pas avoir été correctement classés précédemment, en leur associant un poids. Un critère pour quantifier la discrimination d'une observable est la séparation [77] :

$$< S^2 >= \frac{1}{2} \int \frac{(\hat{y}_S(y) - \hat{y}_B(y))^2}{\hat{y}_S(y) + \hat{y}_B(y)} dy \tag{3.30}$$

où $\hat{y}$ est la pdf pour le signal ou le bruit de fond.

Le choix précis de l'état final peut engendrer une augmentation du signal et une baisse du bruit de fond. Par exemple, la sélection de leptons de mêmes saveurs et charges permet de réduire le bruit de fond de Z, mais aussi la contribution de top. Le choix de la saveur des leptons peut également réduire le bruit de fond. Par exemple, pour une analyse comme $H \to WW \to l\nu l\nu$, le choix de l'état final en leptons $\{e, \mu\}$ de saveurs différentes permet de supprimer le bruit de fond $Z \to ee/\mu\mu$. En outre, cet état possède une statistique deux fois supérieure aux états finals $\{e, e\}$, et $\{\mu, \mu\}$, puisque l'arrangement ordonné en p_T de e et μ aboutit à deux fois plus d'arrangements [29]. Ce dernier raisonnement est similaire pour

29. Pour l'objet de p_T dominant, l'objet est soit e, soit μ. Pour l'objet de p_T sous-dominant, l'objet est soit e, soit μ. L'ensemble des arrangements aboutit à une configuration (e, e), une configuration (μ, μ), et deux configurations (e, μ).

le sous-canal $ee\mu\mu$ de la recherche du canal $H \to ZZ \to llll$. Lors de la recherche de canaux avec des particules finales identiques mais intermédiaires différentes, l'indépendance statistique entre analyses (par exemple $Z(\to ll)H(\to bb)$ et $H \to ZZ \to ll\ bb$) est assurée par des critères d'exclusion mutuelle différents en termes de sélection ou de domaine de masse exploré.

Pour des configurations avec une grande multiplicité d'objets dans l'état final, l'appariement des particules peut se faire en les contraignant de provenir de la désintégration d'une particule mère, par un χ^2. Par exemple, dans le contexte de production de paires $t\bar{t}$ en $l\nu\ jj$, la minimisation du $\chi^2 = \frac{(m_{jj}-m_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{l\nu}-m_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{bjj}-m_t)^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(m_{l\nu b}-m_t)^2}{\Gamma_t^2}$ permet de diminuer le bruit de fond combinatoire.

Parmi les informations d'objets individuels, peuvent être exploitées les caractéristiques spatiales (vertex déplacé, acceptance), cinématiques, de qualité d'identification, d'isolation, l'existence, l'inexistence (dite alors veto) ou plus généralement la multiplicité d'objets, etc. Les seuils de qualité dépendent de la nature, multiplicité des objets et de la quantité de bruit de fond. Par exemple, le critère cinématique sur les électrons est typiquement plus sévère que sur les muons en raison du très faible bremsstrahlung de ce dernier. Les critères cinématiques et de qualité sont typiquement plus lâches lorsque la multiplicité d'objets augmente, afin de conserver une efficacité de sélection respectable, ou lorsque le bruit de fond est plus faible. Pour la multiplicité, des effets subtils peuvent intervenir en cas d'objets en dehors de l'acceptance, dans une région non instrumentée ou défectueuse, ou pour une raison d'inefficacité de reconstruction. Une coupure supérieure sur le paramètre d'impact de la trace d'un lepton peut être utilisée pour rejeter le bruit de fond issu d'une désintégration semi-leptonique, caractérisée par un vertex déplacé.

Une variable multi-objets peut utiliser la combinaison d'une observable d'un ensemble de particules, pouvant être sommées de façon vectorielle : $|\sum_i \vec{O}_i|$, scalaire [30] : $\sum_i |\vec{O}_i|$ ou de façon quelconque. Un exemple typique de variable multi-objets est la masse invariante d'un système de particules, caractérisées par leur quadrivecteurs énergie-impulsion, telle que $m^2 = \sum_i E_i^2 - \sum_i \vec{p}_i^2$, permettant par un choix de coupures de sélectionner ou rejeter une résonance particulière, ce dernier cas pouvant se présenter en cas de l'existence d'un bruit de fond piquant, par exemple le Z. Dans le cas fréquent d'une résonance se désintégrant en deux particules pouvant être mesurées par le détecteur, la masse invariante s'écrit [31], en introduisant les énergies transverses E_T^1 et E_T^2, pseudo-rapidités η_1 et η_2 et angles azimutaux ϕ_1 et ϕ_2 des deux objets :

$$m_{12} = \sqrt{2E_{T1}E_{T2}[\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2)]} \tag{3.31}$$

La distribution en masse invariante peut être asymétrique, en raison d'effets de bremhstrahlung, ou la présence de désintégrations semi-leptoniques de b, ce qui fait apparaître l'énergie transverse manquante des neutrinos.

30. définissant la quantité H_T lorsque l'observable est l'impulsion transverse.
31. ou en fonction des énergies E_1 et E_2 et de l'angle α entre les objets : $m_{12} = \sqrt{2E1E_2(1-\cos\alpha)}$.

Dans le cas particulier d'accélérateurs leptoniques, l'énergie mesurée par l'accélérateur peut être utilisée, plus précise, à la place des énergies reconstruites dans le détecteur, comme c'est le cas pour Babar et Belle, à travers les concepts équivalents de masses dites beam energy-substituted (m_{ES}) et beam-constrained mass (m_{bc}) : $m_{ES} = \sqrt{E^{*2}_{beam} - p^{*2}_B}$.

Lorsque certaines particules de la désintégration d'une résonance ne déposent par d'énergie, il est possible de reconstruire une variante de la masse invariante : la masse invariante transverse m_T telle que : $m_T^2 = (\sum_i E_{T_i})^2 - \left(\sum_i \vec{p}_{T_i}\right)^2$

Suivant le contexte, elle peut s'expliciter de différentes façons :
— dans l'analyse $H \to WW \to l\nu l\nu$: $m_T = \sqrt{(E_T^{ll} + E_T^{miss})^2 - (\vec{p}_T^{\,ll} + \vec{p}_T^{\,miss})^2}$
— dans l'analyse $H \to ZZ \to ll\nu\nu$: $m_T = \left(\sqrt{m_Z^2 + |\vec{p}_T^{\,ll}|^2} + \sqrt{m_Z^2 + |\vec{p}_T^{\,miss}|^2}\right)^2 - \left(\vec{p}_T^{\,ll} + \vec{p}_T^{\,miss}\right)$
— dans l'analyse $H \to \tau_l\tau_h$: $m_T = \sqrt{2p_T^l E_T^{miss}(1 - \cos\Delta\phi)}$

Des coupures peuvent être réalisées sur le produit des charges des particules, puisque la désintégration d'une particule neutre nécessite un produit négatif de charges des particules de désintégration pour assurer la conservation de la charge, tandis que pour le bruit de fond, on pourrait s'attendre, mises à part des subtilités liées aux processus particuliers, à un équilibre entre charges positives et négatives. Ainsi, de manière plus générale, la multiplicité de particules de même charge (SS pour Same-Side) ou de charge contraire (OS pour Opposite-Side) peut être exploitée.

Le signal peut être considéré de façon inclusive, produisant outre le signal considéré, n'importe quel ensemble de particules finales, ou de façon exclusive en produisant une signature spécifique, caractéristique d'un certain mode de production.

Des coupures peuvent être réalisées sur l'angle entre objets : en pseudo-rapidité $\Delta\eta$ ou de façon azimutale $\Delta\phi$ pour tenir compte par exemple de corrélations angulaires entre produits de désintégration. Dans le canal $H \to WW \to l\nu l\nu$ (Fig. 3.63), l'angle du lepton de la désintégration suit une loi en $(1 \pm \cos\theta_{l^\pm}{}^2)$ reliée au spin du $W^\pm$. Ainsi, les lepton chargés positivement et négativement ont tendance à être émis respectivement dans le même sens et le sens opposé au spin du W dont ils sont issus. Le Higgs étant scalaire (spin 0), les spins des W sont opposés [78], contribuant à ce que les leptons de la désintégration des deux W issus du Higgs soient émis préférentiellement dans la même direction, évoquée sous le concept de corrélation de spin.

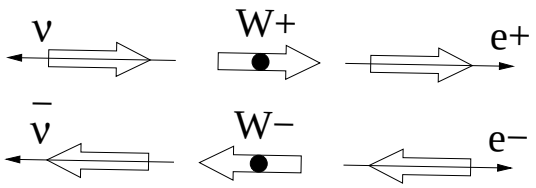


FIGURE 3.63 – *Corrélations de spin pour les leptons de la désintégration $H \to WW^* \to l\nu l\nu$.*

3.8.4 Evaluation du bruit de fond

Idéalement, l'évaluation du bruit de fond est réalisée sans utiliser de simulation, mais à partir des données réelles, dites méthodes data-driven. Chacune des méthodes est préalablement validée par un test sur des pseudo-données simulées et réalistes du cas réel, permettant d'évaluer les performances de la méthode en termes de biais entre les quantités de signal et bruit de fond mesurées vis-à-vis des valeurs simulées.

La méthode de comptage d'événements, dite cut-and-count, consiste à soustraire du nombre total d'événement dans une fenêtre de la variable discriminante finale, le nombre d'événements du bruit de fond précédemment évalué, par exemple par une extrapolation du spectre de la masse invariante dans la région de contrôle.

La méthode du processus chandelle consiste à utiliser une simulation Monte-Carlo et à renormaliser son évaluation par le biais entre la simulation et les données pour un processus de topologie similaire évalué avec une meilleure précision.

La technique d'intégration, dite embedding, consiste à remplacer des objets de la signature expérimentale du canal considéré, pour laquelle des incertitudes trop importantes peuvent apparaître dans une région de contrôle des données [32] par une autre classe d'objets de statistique et de reconstruction meilleures. Les dépôts d'énergie spécifiques aux objets de la modélisation sont ensuite remplacés par les objets de la signature expérimentale en utilisant la simulation. Ainsi, les événements sous-jacents, empilement sont pris des données réelles. Cette technique est utilisée par exemple pour modéliser le bruit de fond $Z/\gamma^* \to \tau\tau$ à partir d'événements $Z/\gamma^* \to \mu\mu$.

La méthode du modèle, dite template, consiste à modéliser une variable discriminante ayant la propriété de bien séparer le signal du bruit de fond, puis de quantifier la contribution de chacune par un ajustement de maximum de vraisemblance appliqué sur les données réelles. La modélisation du modèle lui-même peut soit utiliser une simulation Monte-Carlo, soit les données avec des régions spécifiques de l'espace des phases pour laquelle le signal ou le bruit de fond sont prédits d'être dominants. Les éventuelles contaminations peuvent être prises en compte par soustraction de contributions prédites.

La méthode de la matrice consiste à inverser une matrice d'efficacité de succès ou échec à différentes coupures, par exemple l'identification et l'isolation, reliés aux nombres d'événements des processus à extraire.

La méthode des éléments de matrice [33] [79, 80] consiste à former la probabilité du signal et du bruit de fond à partir des quadri-vecteurs énergie-impulsion des objets sélectionnés, puis d'évaluer les composantes de signal et bruit de fond par un ajustement de maximum de vraisemblance sur les données.

32. Par exemple par une contamination importante de la région de contrôle par du signal.
33. A ne pas confondre avec la méthode de la matrice.

La méthode de la région de contrôle (Fig. 3.64) consiste à isoler une zone de l'espace des phases pour laquelle la contribution du bruit de fond est prédite d'être élevée, nommée région de contrôle (CR pour Control Region) et de l'extrapoler vers la région de signal (SR pour Signal Region) par une fonction de transfert (TF pour Transfert Function) afin d'estimer sa contribution :

$$N_{SR}^{est} = N_{CR}^{obs} \times TF \tag{3.32}$$

La fonction de transfert peut s'obtenir par simulation ou avec des données réelles dans une région dominée par le bruit de fond. Elle peut être une simple constante ou fonction des propriétés des objets. Les éventuelles contaminations d'autres bruits de fond ou signal dans la région de contrôle peuvent être prises en compte par l'extrapolation de ces contributions issues d'autres régions de contrôle ou directement de la simulation. La région de contrôle peut être obtenue par une inversion, un relâchement, la suppression d'un sous-ensemble de coupures, une extrapolation (dite sideband).

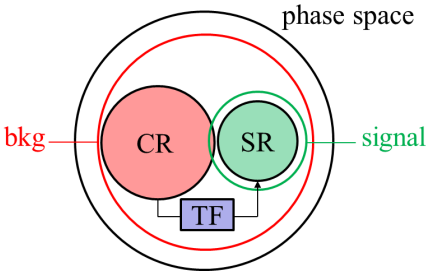


FIGURE 3.64 – *Concept d'extrapolation d'une région de contrôle (CR) vers une région de signal (SR) par l'intermédiaire d'une fonction de transfert (TF) afin de quantifier le bruit de fond après sélection.*

La méthode $ABCD$ (Fig. 3.65) consiste à séparer l'espace des phases en quatre régions A, B, C, D dont trois régions de contrôle, dominées par du bruit de fond, et une région de signal contenant en plus du bruit de fond mais où la pureté est meilleure, en utilisant deux variables discriminantes décorrélées, puis à extrapoler le bruit de fond des régions de contrôle vers la région de signal pour le soustraire des données.

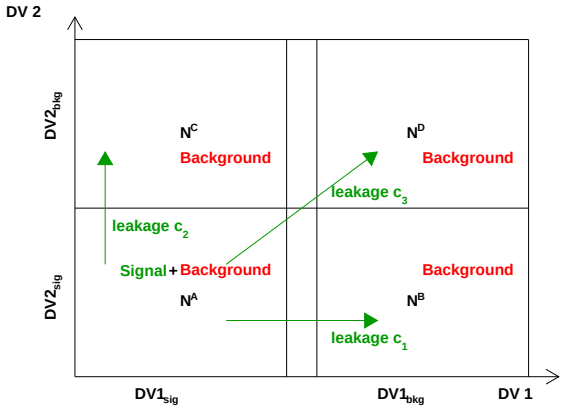


FIGURE 3.65 – *Illustration de la méthode $ABCD$.*

Lorsque l'évaluation est trop difficile, par exemple en raison de contamination trop importante d'autres bruits de fond ou signal, ou si le bruit de fond considéré est faible pour la luminosité accumulée, une évaluation par simulation peut s'avérer prometteuse, auquel cas les éventuels diagrammes de Feynman manquants dans la simulation peuvent être pris en compte par des facteurs correctifs.

Des subtilités peuvent apparaître sur la définition des objets. Par exemple (Fig. 3.66), le lepton au niveau Born est le plus proche des prédictions de calcul perturbatif. Le niveau nu (bare), après les radiations, correspond au lepton final. Le niveau habillé (dressed), englobant le dépôt d'énergie du lepton proprement et de photons rayonnés à proximité immédiate, est plus proche de la quantité mesurée.

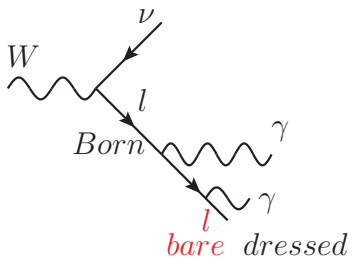


FIGURE 3.66 – *Différentes définitions du lepton pour comparaison avec les prédictions théoriques.*

3.8.5 Catégorisation

Une catégorisation en un ensemble de sous-canaux permet d'augmenter la sensibilité par des résolutions en masse invariante du signal et rapports signal sur bruit différents. Elle permet d'obtenir des puretés différentes en les divers modes de production du signal, donc de pouvoir tester les couplages du signal par l'intermédiaire des forces de signal de chaque contribution. Avant la découverte d'une nouvelle particule, les catégories sont principalement définies de manière à augmenter la sensibilité. Après la découverte, le but de la catégorisation est également de réduire l'erreur sur un ensemble d'observables, ce qui peut conduire à des catégories différentes suivant l'objectif.

La catégorisation peut également être utilisée afin de mieux évaluer les propriétés d'un bruit de fond limité statistiquement pour une catégorie dédiée à une topologie particulière du signal, en ajoutant une catégorie où la sélection est relâchée mais disjointe de celle nominale, de cinématique proche, permettant de renforcer le bruit de fond afin d'ajuster ses paramètres, par exemple la pente d'une exponentielle pour une masse invariante.

3.8.6 Principaux bruits de fond

Les sources des différents objets de l'état final peuvent être établies, ainsi que des stratégies pour rejeter le bruit de fond.

3.8.6.1 Lepton chargé dans l'état final

Les sources de leptons chargés (e, μ, τ) sont la production directe (dans le cas spécifique de collisions de leptons en dehors des expériences du LHC), les désintégrations de bosons de jauge $W \to l\nu$, $Z \to l^+l^-$ avec jets supplémentaires possibles, la production de dibosons : $WW \to l\nu\ jj$, $WW \to l\nu\ l\nu$, $WZ \to qq\ ll$, $WZ \to l\nu\ qq$, $WZ \to l\nu\ \nu\nu$, $WZ \to l\nu\ ll$, $ZZ \to ll\ qq$, $ZZ \to ll\ \nu\nu$, $ZZ \to ll\ ll$, les processus produisant des saveurs lourdes couplées à leurs désintégrations semi-leptoniques : $b \to l + X$ (Br=20 %) et $b \to c \to l + X$ (Br=20 %), la production de top, de façon célibataire : $t \to qqb$, $t \to l^+\nu b$ ou par paire : $t\bar{t} \to qqb\ qq\bar{b}$, $t\bar{t} \to qqb\ l^-\nu\bar{b}$, $t\bar{t} \to l^+\nu b\ qq\bar{b}$, $t\bar{t} \to l^+\nu b\ l^-\nu\bar{b}$, la production de Z en association avec des jets de b : $Zb\bar{b} \to \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, $Zb\bar{b} \to l^+l^-b\bar{b}$, les conversions de photons à très faible rayon ($\gamma \to ee$) ou en coïncidence avec un module pixel mort, et les faux signaux de hadrons chargés ($h \to e$), jets, pions chargés. Les rayons cosmiques sont une source de muons, pouvant être supprimées par un critère de paramètre d'impact transversal et longitudinal. Les désintégrations de pions et kaons chargés sont également une source de muons : $Br(\pi^\pm \to \mu^\pm\nu_\mu) \approx 99,9\%$, $Br(K^\pm \to \mu^\pm\nu_\mu) \approx 64\%$, tandis que leur désintégration en électron est très peu probable en raison de la grande différence de masse entre électron et pion/kaon. La distribution angulaire des leptons peut être exploitée dans la discrimination entre signal et bruit de fond. Par exemple le quark top, de durée de vie suffisamment courte pour ne pas s'hadroniser à partir d'un autre quark du vide : $\Gamma_t^{-1} = (1,5\ GeV)^{-1} \ll (\Lambda_{QCD})^{-1} = (200\ MeV)^{-1}$, transmet sa polarisation au lepton chargé dans le cas de la désintégration leptonique du W, ce qui engendre une corrélation angulaire de ce lepton avec le top. De façon analogue, les leptons chargés de la désintégration du Higgs en $WW \to l\nu\ l\nu$ possèdent des corrélations angulaires, comme décrit précédemment, ce qui rend la borne supérieure sur l'angle $\Delta\phi_{ll}$ entre leptons chargés utile pour supprimer le bruit de fond dans ce type de canal. Dans le cas d'un Higgs lourd, se désintégrant en certains canaux, comme $H \to ZZ \to ll\ qq$, chacun des deux Z a une impulsion transverse importante, ce qui se manifeste par des corrélations angulaires importantes entres les leptons issus d'un Z (et de même pour les jets), pouvant être prises en compte pour rejeter le bruit de fond en requérant des bornes supérieures sur l'angle $\Delta\phi_{ll}$.

Dans le cas des muons, un bruit de fond supplémentaire existe. Les particules peuvent être absorbées par les parois du calorimètre et le bouclier du FCAL. Des particules peuvent s'échapper de ces parois et engendrer un bruit de fond, dit de caverne, composé de neutrons, kaons et photons dans le spectromètre à muons, tandis que le calorimètre et le détecteur interne sont peu sensibles à cet effet.

3.8.6.2 Photon dans l'état final

Les photons proviennent de processus directs de diffusion dure, de production hadronique avec des désintégrations en photons, comme π^0, η^0, K_S, ou de hadrons neutres confondus en photons, ainsi que de processus Drell-Yan $Z \to ee$ avec les électrons confondus en photons, ou de processus Dalitz $\pi^+\pi^-\gamma$.

3.8.6.3 Jet dans l'état final

Les sources de jets sont la production QCD, de top : $t\bar{t} \to l^+\nu b\ l^-\nu\bar{b}$, $t\bar{t} \to l^+\nu b\ qq\bar{b}$, $t\bar{t} \to qqb\ l^-\nu\bar{b}$, $t\bar{t} \to qqb\ qq\bar{b}$, de QCD, de bosons de jauge : $W \to jj$, $Z \to jj$ et de tout processus accompagné de jets, par exemple : $W + j$, $Z + j$, $Zb\bar{b}$, etc. Les distributions angulaires peuvent être exploitées à nouveau, par exemple dans le contexte de recherche d'un Higgs lourd, pour un canal comme $H \to ZZ \to ll\ qq$, chacun des deux Z a une impulsion transverse importante, ce qui se manifeste par des corrélations angulaires importantes entres les jets issus d'un Z, pouvant être prises en compte pour rejeter le bruit de fond en requérant des bornes supérieures sur l'angle $\Delta\phi_{jj}$.

3.8.6.4 Energie transverse manquante

Les processus introduisant de l'énergie transverse manquante sont les processus produisant des neutrinos ou des particules exotiques, ou plus généralement des jets, incluant ceux de b, pour lesquels une mauvaise reconstruction apparaît comme de la fausse MET. Dans le cas du Modèle Standard, quelques exemples sont la production de top, de façon célibataire : $t \to qqb$, $t \to l^+\nu b$ ou par paire : $t\bar{t} \to qqb\ qq\bar{b}$, $t\bar{t} \to qqb\ l^-\nu\bar{b}$, $t\bar{t} \to l^+\nu b\ qq\bar{b}$, $t\bar{t} \to l^+\nu b\ l^-\nu\bar{b}$, la production de bosons de jauge : $W \to qq$, $W \to l\nu$, $Z \to qq$, $Z \to \nu\bar{\nu}$, $Z \to ll$ et autres désintégrations de bosons W et Z en association éventuelle de jets, les paires de dibosons : $WW \to l\nu\ jj$, $WW \to l\nu\ l\nu$, $WZ \to qq\ ll$, $WZ \to l\nu\ qq$, $WZ \to l\nu\ \nu\nu$, $WZ \to l\nu\ ll$, $ZZ \to ll\ qq$, $ZZ \to ll\ \nu\nu$, $ZZ \to ll\ ll$, la production de Z en association avec des jets de b : $Zb\bar{b} \to \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, $Zb\bar{b} \to l^+l^-b\bar{b}$, $Zb\bar{b} \to \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, la production QCD.

3.8.6.5 Processus du Modèle Standard

A partir des différents objets fondamentaux de physique, les principaux processus du Modèle Standard (Tableaux 3.4, 3.5) peuvent être regroupés par classe, pouvant présenter des recouvrements : production de boson vecteurs, dont le processus Drell-Yan $q\bar{q} \to \gamma^*/Z \to ll$, avec ou sans jets additionnels : $W + j$, $Z + j$, de dibosons : $WW, WZ, W\gamma, ZZ, Z\gamma, \gamma\gamma$, ce dernier processus étant souvent traditionnellement séparé de la catégorie di-bosons par les revues de physique, production de photons et leur bruits de fond : $\gamma\gamma, \gamma j$, jj, production QCD, dite de jets ou multijets (dont les dijets), production de top par paire $t\bar{t}$ ou de façon célibataire. En raison des différentes désintégrations de nombreux processus peuvent être séparés en fonction de leur état final, pour lesquels la stratégie de réduction ou de contrôle du bruit de fond dépend de l'état final du signal.

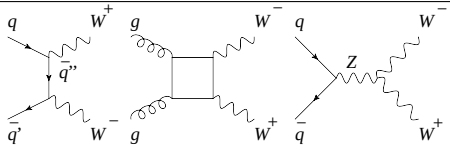
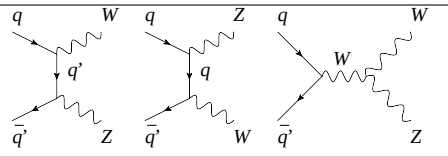
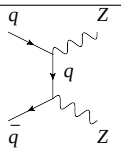
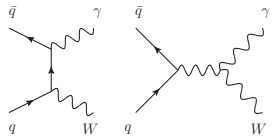
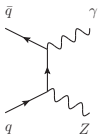
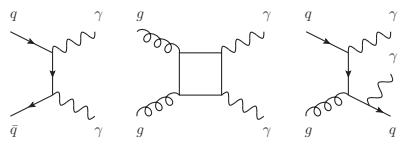
	Some Feynman Diagram at *LO*	
	final state	Characteristics
WW		
	$l\nu\ l\nu$	MET; tight leptons
	$l\nu\ jj$	MET; $\lvert m_{jj} - m_W \rvert < thr$
	$jj\ jj$	$\lvert m_{jj} - m_W \rvert < thr$
WZ		
	$l\nu\ ll$	MET; tight leptons; $\lvert m_{ll} - m_Z \rvert < thr$
	$l\nu\ \nu\nu$	MET; tight lepton
	$l\nu\ jj$	MET; tight lepton; $\lvert m_{jj} - m_Z \rvert < thr$
	$jj\ ll$	$\lvert m_{jj} - m_W \rvert < thr$; $\lvert m_{ll} - m_Z \rvert < thr$
	$jj\ \nu\nu$	MET; $\lvert m_{jj} - m_W \rvert < thr$
	$jj\ jj$	$\lvert m_{jj} - m_W \rvert < thr$; $\lvert m_{jj} - m_Z \rvert < thr$
ZZ		
	$ll\ ll$	2 pairs of tight, same-flavour OS pair leptons, $\lvert m_{ll} - m_Z \rvert < thr$
	$ll\ \nu\nu$	OS same-flavour leptons; $\lvert m_{ll} - m_Z \rvert < thr$; MET
	$ll\ jj$	OS same-flavour leptons; $\lvert m_{ll} - m_Z \rvert < thr$; $\lvert m_{jj} - m_Z \rvert < thr$
	$\nu\nu\ \nu\nu$	$MET > thr$
	$\nu\nu\ jj$	MET; $\lvert m_{jj} - m_Z \rvert < thr$
	$jj\ jj$	MET; $\lvert m_{jj} - m_Z \rvert < thr$
$W\gamma$		
	$l\nu\ \gamma$	MET; 1 tight γ, 1 tight l
	$jj\ \gamma$	1 tight γ
$Z\gamma$		
	$ll\ \gamma$	OS same-flavour leptons; $\lvert m_{ll} - m_Z \rvert < thr$; 1 tight γ
	$\nu\nu\ \gamma$	$MET > thr$; 1 tight γ
	$jj\ \gamma$	$\lvert m_{jj} - m_Z \rvert < thr$
$\gamma\gamma$		
	$\gamma\gamma$	2 high p_T, tight isolated γ

Tableau 3.4 – *Caractéristiques de quelques processus du Modèle Standard : di-bosons. Les critères sont délibérement écrits en anglais.*

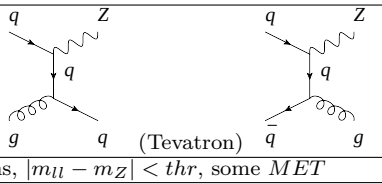
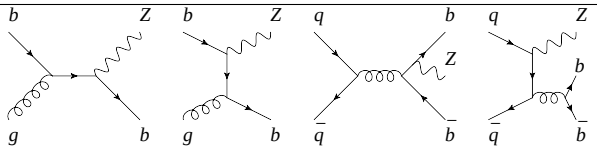
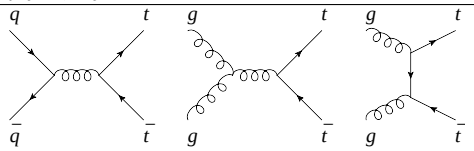
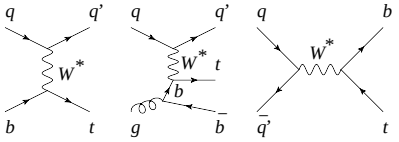
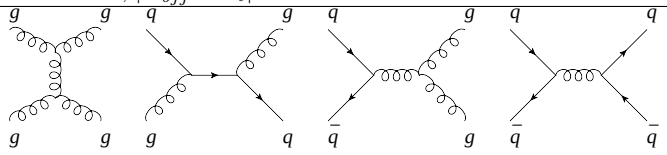
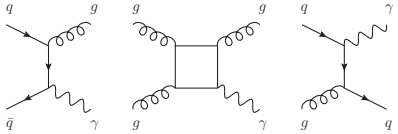
	Possible Feynman Diagram at LO	
	final state	Characteristics for Control Region
$W + j$	(LHC) (Tevatron)	
	$l\nu + j$	$MET > thr$
	$jj + j$	multiplicity jets, some MET
$Z + j$	 (LHC) (Tevatron)	
	$ll\ j$	same flav. OS leptons, $\|m_{ll} - m_Z\| < thr$, some MET
	$\nu\nu\ j$	$MET > thr$
	$jj\ j$	multiplicity jets, $\|m_{jj} - m_Z\| < thr$; some MET
$Z + b$		
	$ll\ b$	same flav. OS leptons, b-jet
	$\nu\nu\ b$	$MET > thr$, b-jet
	$jj\ b$	multiplicity jets, b-jet
$t\bar{t}$		
	$bl\nu\ bl\nu$	multiplicity b-jets ; $MET > thr$; $\|m_{bl\nu} - m_t\| < thr$
	$bl\nu\ bjj$	multiplicity jets and b-jets ; $MET > thr$; $\|m_{bl\nu} - m_t\| < thr$; $\|m_{bjj} - m_t\| < thr$
	$bjj\ bjj$	multiplicity jets and b-jets ; some MET ; $\|m_{bjj} - m_t\| < thr$
single top		
	$bl\nu$	$MET > thr$; $\|m_{bl\nu} - m_t\| < thr$
	bjj	some MET ; $\|m_{bjj} - m_t\| < thr$
jj		
	jj	for $H \to \gamma\gamma$, relax ident. γ
QCD multijets	$j; b$	multiplicity jets and $b - jets$; some MET
γj		
	γj	for $H \to \gamma\gamma$, relax ident. γ

Tableau 3.5 – *Caractéristiques de quelques processus du Modèle Standard. Les critères sont délibérement écrits en anglais.*

3.9 Incertitudes systématiques

Les résultats de mesure ou de recherche font intervenir des erreurs statistiques, diminuant avec le nombre d'événements [34] n en $\sqrt{n}$ donc de même en fonction de la luminosité accumulée et des erreurs systématiques, stables par définition vis à vis de la quantité de données accumulée. En fait, il peut exister parfois une légère dépendance d'une erreur systématique avec la quantité de données accumulée puisque celle-ci peut intervenir dans l'évaluation de l'erreur systématique. L'existence de ces erreurs systématiques font que l'accroissement de la luminosité L des données n'implique pas forcément (Fig. 3.67) une amélioration de la précision de la mesure d'une observable de manière aussi rapide qu'en $1/\sqrt{L}$ puisque l'incertitude systématique, si la méthode n'a pas été améliorée, devient de manière relative plus importante par rapport à l'erreur statistique. Pour une certaine quantité de données, l'ajout de données supplémentaires n'améliore plus de façon significative la mesure, puisque l'erreur systématique devient dominante. Cependant, les analyses peuvent s'améliorer, pouvant notamment bénéficier des résultats d'une autre mesure, de sorte que les erreurs systématiques peuvent être amenées à diminuer lorsque les contributions à l'analyse sont sous meilleur contrôle, ce qui dans ce cas rend l'amélioration de l'analyse plus rapide que la décroissance en $1/\sqrt{L}$.

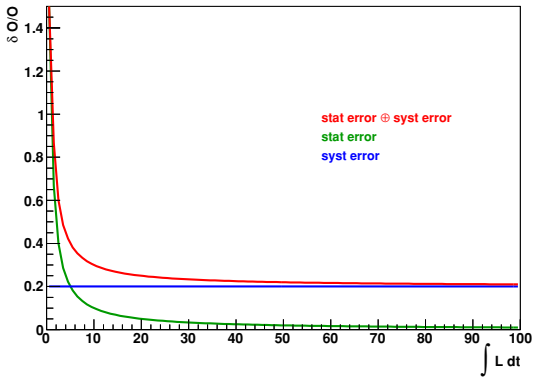


FIGURE 3.67 – *Dépendance des erreurs statistiques et systématiques avec la luminosité accumulée.*

Différentes incertitudes systématiques peuvent être prises en compte dans les analyses. Une classification possible est de séparer celles affectant le nombre d'événements attendus de signal, celles associées aux migrations entre d'éventuels sous-canaux différents d'une analyse, celles associées aux distributions de variable discriminante finale (par exemple

34. Le nombre d'événements est appelé parfois "statistique" dans le jargon puisque la quantité de données a un lien avec l'erreur statistique. Pour un lot de simulation renormalisé à une luminosité, la simple connaissance dans une étude du nombre d'événements passant une coupure et son erreur permet de déduire le nombre d'événements passant la coupure avant renormalisation. En effet, la renormalisation par un poids w d'un nombre d'événements non normalisé n donne un nombre $wn \pm w\sqrt{n}$, permettant de l'extraire par élévation au carré de l'erreur relative normalisée. L'erreur d'événements pondérés s'écrit en effet $\sum_i w_i^2$.

typiquement la masse invariante ou transverse pour les analyses de recherche du Higgs) et celles associées aux nombre d'événements bruit de fond et éventuellement leur distributions associées. Une autre possibilité, combinée ou non avec la précédente, est de séparer les incertitudes suivant les objets auxquelles elles se rapportent, ou encore par thématique : théorique, reconstruction, etc.

Quelques exemples d'incertitudes systématiques liées au nombre d'événements de signal sont :

- luminosité ;
- sections efficaces et rapports d'embranchement du canal considéré ;
- efficacité de trigger ;
- efficacité de reconstruction et d'identification, d'isolation, notamment désaccord données/Monte-Carlo entre variables discriminantes utilisées pour l'identification, influence de l'empilement ;
- efficacité d'étiquetage de jets de b et taux de mauvais étiquetage, pour les analyses utilisant des jets de b ;
- acceptance des coupures, pouvant être reliées aux échelles de factorisation, renormalisation, aux densités partoniques, etc. ;
- échelle d'énergie des objets, pouvant entraîner un changement de l'acceptance.

Quelques exemples d'incertitudes systématiques liées à la forme de la variable discriminante finale, par exemple la masse invariante, sont :

- résolution en énergie des objets utilisés pour la forme de la distribution, influence de l'empilement ;
- calibration des objets utilisés pour la forme de la distribution, avec utilisation éventuelle de géométries avec variation de la quantité de matière, dite géométrie déformée ;
- mesure de la direction des objets utilisés pour la forme de la distribution.

Quelques exemples d'incertitudes systématiques liées aux migrations entre catégories, comme par exemple les catégories de jets ou autres catégories, sont :

- influence de l'échelle d'énergie des jets ;
- influence de la repondération du spectre en impulsion transverse d'un objet d'intérêt, par exemple le Higgs, produit avec un Monte-Carlo, pour tenir compte d'une prédiction d'ordre supérieur, et influence de l'échelle d'énergie sur ce spectre, entraînant une modification de l'impulsion transverse de l'objet d'intérêt.

Quelques exemples d'incertitudes systématiques liées au bruit de fond sont :

- incertitudes systématiques sur les méthodes spécifiques data-driven pour estimer le bruit de fond ;
- signal spurieux lié à la modélisation du bruit de fond et au désaccord entre celui-ci et la forme de la variable discriminante finale des données réelles.

Si le bruit de fond est ajusté directement sur les données, les incertitudes systématiques de méthodes data-driven de mesure de bruit de fond ne sont pas considérées.

3.10 Le système informatique

Les analyses d'ATLAS utilisent l'environnement logiciel (framework) Athena, qui est une amélioration de l'environnement Gaudi développé historiquement pour l'expérience LHCb. Des versions successives, dites distributions (releases), associées à des versions spécifiques de chacune des librairies (packages) dédiée aux différentes tâches, sont utilisées pour tenir compte de l'apport de connaissances nouvelles par les différentes étapes de l'expérience, notamment la comparaison des résultats de physique avec les prédictions. De façon non exhaustive, les améliorations apportées sont : ajustement des paramètres des générateurs Monte-Carlo, nouvelles fonctionnalités pour la reconstruction, identification, etc., corrections d'erreurs algorithmiques (bogues ou bugs), amélioration des algorithmes, de la calibration, de l'alignement, de la modélisation de la géométrie du détecteur et de la quantité de matière (matériel inactif, services et supports de structure). L'utilisation d'une release particulière au cours d'une campagne d'analyse permet d'assurer la reproductibilité des résultats. L'identificateur d'un package particulier ou d'une release constitue un tag. Une version de correction mineure à une release constitue un cache. Les algorithmes des librairies communiquent entre eux par un stockage temporaire en mémoire (Transient Event Store) appelé Storegate, pouvant être rendu persistant sous la forme d'un ntuple combiné au format .root (CBNT pour ComBined NTuple). Les paramètres d'un algorithme peuvent être modifiés sans recompilation, en utilisant un service d'options du processus (joboptions service).

La production des échantillons pour l'analyse suit différentes étapes (Fig. 3.68), suivant qu'il s'agit de données réelles ou de simulation, et utilise différents formats de fichiers définis par le modèle de format des événements (EDM pour Event Data Model).

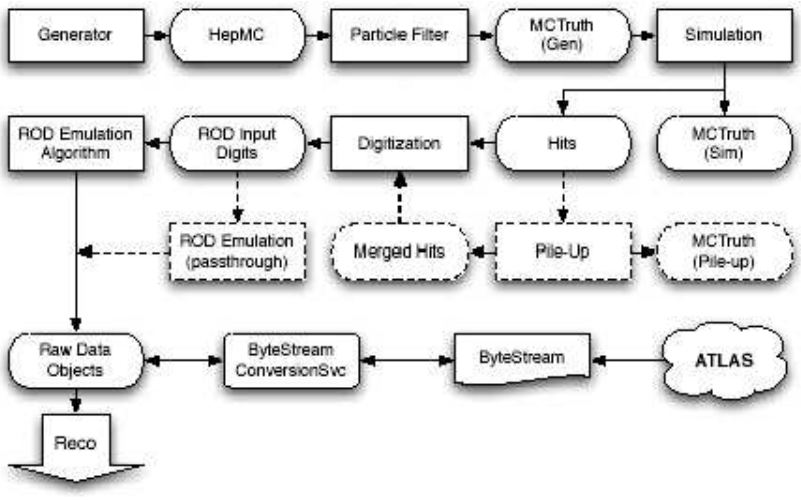


FIGURE 3.68 – *Etapes pour la reconstruction des données réelles ou de simulation. Source : [81].*

Dans le cas de la simulation Monte-Carlo, la génération d'événements, à partir d'un programme générateur directement, ou à partir d'événements déjà générés préalablement par exemple sous le format LHE [82] en XML, produit des fichiers EVNT contenant les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules pour chaque événement du processus considéré, sous le format d'enregistrement des événements en langage C++ HepMC [83]. Pour diminuer le temps de la simulation et reconstruction, un filtre peut être appliqué sur les particules à la génération. Quelques exemples sont l'exigence d'un ou plusieurs objets d'une certaine impulsion : par exemple PhotonFilter pour les photons, LeptonFilter pour les leptons, JetFilter pour les jets. La simulation de l'interaction des particules stables (de durée de vie supérieure à 10 ps) avec le détecteur, caractérisée par une version de géométrie, fournit la réponse des sous-détecteurs à l'événement de physique sous la forme de dépôts d'énergie dans les volumes sensibles du détecteur, dits hits. Suivant les besoins pour l'étude en termes de degré de réalisme ou temps de calcul disponible, la simulation peut être complète, c'est-à-dire tenant compte du détail de la géométrie du détecteur [84], par le programme Geant [85, 86] (de l'ordre de 10 minutes par événement), ou rapide par le programme Atlfast (de l'ordre de la seconde par événement). La numérisation (digitization) transforme les dépôts d'énergie (hits) en les signaux de réponse du détecteur (digits), correspondant par exemple à des tensions. Afin de mieux modéliser les conditions particulières de prise de données réelles, l'étape d'empilement consiste à ajouter artificiellement des hits de différents types d'événements : interactions multiples par croisement de faisceaux à haute luminosité, biais minimal, bruit de fond caverne, événements d'interaction faisceau-gaz, de halo de faisceau. Les effets d'empilement provenant de croisements de faisceaux proches (out-of-time pile-up) sont également ajoutés, à partir de simulation d'événements de biais minimum, en modélisant la structure en train de paquets de l'accélérateur. Ces effets contribuent à des énergies négatives dans le calorimètre LAr en raison de la partie négative de la forme du signal correspondant. Une configuration particulière des générateurs, dite tune [87, 88], est utilisée afin d'améliorer son réalisme en terme de comparaison avec les observables mesurées avec des données réelles. Des exemples de tune sont Perugia, DW, $AMBT2$ (ATLAS Minimum Bias Tune 2), pour Pythia seul, $AUET2$ (ATLAS Underlying Event Tune 2) pour Pythia et Herwig/Jimmy. Une étape de simulation des ROD (Read Out Drive) permet finalement d'obtenir les données brutes (RDO pour Raw Data Object sous le format pool/root, ou au format dédié à ATLAS, ByteStream).

Chaque étape de production est caractérisé par un tag $e...$, $s...$, $r...$, respectivement pour la génération, la simulation et la reconstruction, $p...$ pour les échantillons produits directement analysables par les groupes de physique ($D3PD$ définis ultérieurement) avec des $p...$ supplémentaires en cas de filtrage des événements (skimming défini ultérieurement), dont les impacts sur des observables de physique typiques sont contrôlées par une équipe de validation. Un tag additionnel de reconstruction peut être ajouté pour concaténer différentes productions (merging) afin d'augmenter la statistique disponible. Dans le cas de la simulation rapide, le tag $s...r...p...$ est remplacé par $a...$ pour Atlfast. Les événements ne sont pas traités de façon séquentielle en raison du parallélisme de traitement des tâches.

La reconstruction des objets de physique peut alors commencer, produisant (Fig. 3.69) les fichiers ESD (Event Summary Data). Les fichiers ESD contiennent, outre les objets de physique, les informations suffisantes pour permettre de re-exécuter la reconstruction des objets, comme les traces, cellules et clusters calorimétriques. Différentes réductions de l'information sont alors procédées, en ne conservant qu'un lot d'information réduit, comme les objets de physique dans le cas des AOD (Analysis Object Data). Plusieurs types de fichiers dérivées sont produits : DPD (Derived Physics Data) de différents ordres de sélection : $D1PD$, $D2PD$, $D3PD$. Le DPD permet un accès plus rapide aux informations stockées puisque calculées par l'étape précédente, tout en permettant une portabilité accrue par le plus faible espace disque occupé. Enfin, des fichiers de taille encore moindre dits TAG [35] permettent des sélections d'événements plus rapides qu'à partir des ESD ou AOD.

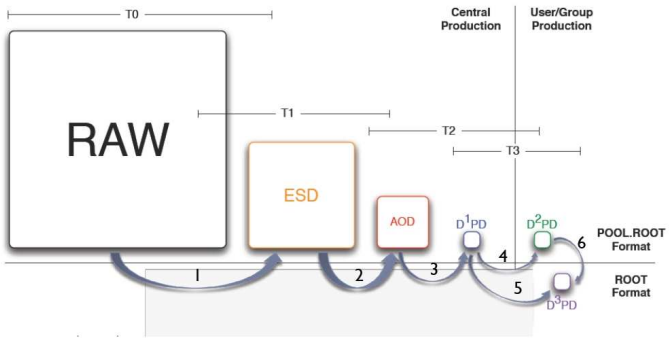


FIGURE 3.69 – *Différents formats des échantillons de données dans l'expérience ATLAS. Source : [89].*

Les procédures de réduction de l'information disponible dans un format de fichier sont de différents types :

- skimming : cette procédure correspond à la sélection d'un sous-ensemble d'événements en fonction de critères sur des observables physiques (énergie transverse, multiplicité de certains objets comme électrons, photons, traces, etc...) ;
- thinning : cette procédure correspond à la sélection d'un sous-ensemble de certains objets d'un conteneur d'objets : coupure sur un critère de l'objet ;
- slimming : cette procédure correspond à la sélection d'un sous-ensemble de sous-objets ou propriétés d'objets, ou de manière équivalente, à la suppression d'informations non utiles pour un certain type d'analyse (suppression de l'énergie transverse manquante, etc...) ;
- trimming : cette procédure correspond à l'enlèvement de conteneurs entiers.

35. à ne pas confondre avec les tags de releases ou packages.

Les analyses de physique peuvent se faire directement par athena pour produire les ntuples analysées a posteriori par root, comme la production de D3PD, soit directement en analysant les AOD, ESD par le concept de ARA (Athena Root Access). Pour le stream egamma, on compte parmi les DPD, le D1PD, correspondant aux ESD skimmes et modifiés, ainsi que le D2PD correspondant aux AOD pour les électrons isolés : le DAODM (AOD dérivé de AOD et modifié), ainsi que le D2PD pour les diphotons skimmés uniquement : DAOD (AOD dérivé de AOD). Le D3PD correspond au ntuple root. Les fichiers de type ESD, AOD, mais aussi généralement D1PD, D2PD, sont au format POOL. Le format POOL (Pool of persistent Objects for LHC) est un projet pour assurer un environnement logiciel permettant de gérer les quantités de données particulièrement importantes du LHC, avec des technologies informatiques qui changent durant la durée de vie de l'expérience. Les formats D3PD et TAG sont des ntuples plats [36], au format root. Le format xAOD est une fusion des formats AOD et D3PD.

Devant le besoin très important de ressources informatiques en termes de calcul et de stockage de données [37], l'analyse des données du LHC bénéficie d'un concept de grille de calcul (LCG pour Large Hadron Collider Grid), système de répartition des ressources dites nœuds, de calcul et de stockage des échantillons : processeurs, mémoire volatile et persistante, échantillons Monte-Carlo et données réelles, sur le parc informatique des différents instituts participant aux expériences. La mise en commun des ressources informatiques permet une utilisation plus intensive que celle d'une machine individuelle, caractérisée par un certain taux d'inactivité. Contrairement à d'autres types d'applications, comme la simulation météorologique où il est difficile de morceler les données et pour lequel un supercalculateur est une bonne solution, la panne d'un nœud de la grille n'entraîne pas la paralysie du système, puisque d'autres nœuds peuvent prendre le relais. Ce concept de mutualisation est plus rentable qu'un super calculateur en raison de la production en série de machines classiques, permettant un achat en grand nombre à un prix moindre par rapport à une machine de haute technologie. Le surcoût de la gestion des ressources est faible par rapport à l'écart de prix. La grille répartit les tâches dans divers types de centres de calculs (Tiers), définis par les rôles, services et types de ressources utilisées. Les données brutes sont stockées au Tier-0 : le Cern, où un premier traitement, dit processing (calibration, reconstruction) est effectué. Le Tier-1 réalise un retraitement des données avec une release mise à jour (reprocessing), ce qui permet de tenir compte de toutes les améliorations, notamment sur la reconstruction, et distribue les échantillons obtenus vers les Tiers-2. Le centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon est l'unique Tier-1 français. Le Tier-2 est l'interface avec les physiciens. En France, les Tier-2 sont constitués de Clermont-Ferrand ($ANALY_LPC$), Annecy ($ANALY_LAPP$) et l'Ile-de-France ($ANALY_GRIF-IRFU$, $ANALY_GRIF-LAL$, $ANALY_GRIF-LPNHE$). Le Tier-3 correspond à un poste de travail permettant d'accéder à la grille. Le système d'organisation des données distribuées (DDM pour Distributed Data Management) gère les accès aux données d'ATLAS distribuées sur les différents sites répartis dans le monde.

36. pour exprimer le fait qu'il n'y a pas d'organisation hiérarchique de conteneurs dans le fichier.

37. Le LHC produit approximativement 15 Po (15 millions de Go) par an.

Il contient notamment un système de services pour transférer les données dont l'interface logicielle s'appelle DQ2 (Don Quichote 2).

3.11 Générateurs Monte-Carlo

Les programmes Monte-Carlo [90, 91], du nom des jeux de hasard pratiqués à Monte-Carlo inspirant les méthodes pour prédire des résultats par des techniques probabilistes, constituent une source importante de prédiction, préparation des analyses et vérification des résultats obtenus par des données réelles. Deux grandes classes de programmes existent : les intégrateurs et les générateurs d'événements. Un programme de type intégrateur produit uniquement des partons dans l'état final. Il est utilisé typiquement pour obtenir une prédiction précise à un ordre fixe du développement perturbatif. La description est bonne pour les radiations dures mais moins bonne pour les régions d'espace des phases où apparaît une divergence infrarouge ou colinéaire [38]. Une technique de régularisation comme la méthode de soustraction de dipôle [92] introduit un contre-terme dans la section efficace pour la rendre calculable. Dans le calcul de section efficace, en raison de l'évolution de la constante de couplage α_s avec l'énergie, il peut apparaître des corrections logarithmiques divergentes, ce qui nécessite une technique dite de resommation [93], souvent valide pour une seule observable à la fois. Un programme de type générateur d'événements décrit l'histoire complète de l'interaction à partir de la collision : radiations initiales et finales, interaction dure, hadronisation, événement sous-jacent. Leur utilisation est typiquement interfacée avec une simulation complète du détecteur, ce qui en fait un outil très utile pour interpréter les données réelles.

Deux approches sont couramment utilisées pour les générateurs. Les générateurs avec éléments de matrice (ME pour Matrix Element) génèrent les processus durs en utilisant les diagrammes de Feynman pour chaque ordre du développement perturbatif implémenté dans le programme. L'avantage est de donner une description exacte des processus du modèle, en tenant compte notamment des interférences entre amplitudes. La description par élément de matrice est bonne pour les processus durs, mais la complexification rapide des calculs d'éléments de matrice limite la description à des ordres restreints. Une alternative est la technique dite de gerbe de partons (PS pour Parton Shower), méthode probabiliste consistant à utiliser une chaîne de Markov [39], en représentant les désintégrations successives des partons par un facteur de forme, dit de Sudakov [40] :

$$\Delta_i(Q^2, Q_0^2) \sim exp\left[-\int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dQ'^2}{Q'^2}\frac{\alpha_s(Q'^2)}{2\pi}\sum_{j,k} P_{i,jk}(z)dz\right] \tag{3.33}$$

dont une interprétation peut être la probabilité de ne pas avoir de désintégration du parton de type i de l'échelle d'énergie Q_0^2 à Q^2. La description par gerbe de partons est bonne

38. Les radiations colinéaires ou molles introduisent des corrections importantes en raison du propagateur fortement augmenté. Par exemple, pour l'émission d'un gluon à partir d'un quark, le propagateur s'écrit $\frac{1}{(q+g)^2-m_q^2} = \frac{1}{2E_gE_q(1-\cos\theta_{qg})}$.

39. processus prédisant le futur à partir du présent, sans utilisation du passé.

40. $P_{i,jk}(z)$ est la fonction de désintégration de Altarelli-Parisi.

pour les régions d'espace des phases où apparaît une divergence infrarouge ou colinéaire, mais moins bonne pour les radiations dures.

La combinaison des avantages de chacune des méthodes constitue une activité émergeante. Une direction est la combinaison des éléments de matrice avec la gerbe de parton : $ME+PS$. Une autre direction est la combinaison de calcul NLO avec la gerbe de parton : $NLO + PS$. Une possibilité est d'utiliser un générateur avec éléments de matrice, puis de le coupler avec une gerbe de parton. Un risque de double comptage apparaît, ce qui nécessite une procédure particulière d'appariement (matching) entre les partons et les hadrons, comme une distance ΔR entre partons et jets. Concernant la méthode $ME + PS$, des exemples sont la méthode historique $CKKW$ [94] ainsi que MLM [95]. Concernant la méthode $NLO + PS$, des exemples sont $MC@NLO$ et $POWHEG$.

Le tableau 3.6 présente quelques exemples de générateurs Monte-Carlo.

program	usage	order	misc	Ref
Pythia	generator	LO	Parton Shower	[96, 97]
Herwig/Jimmy	generator	LO	Parton Shower	[98]
Alpgen	generator	LO	Matrix Element	[95]
Sherpa	generator	LO	Matrix Element	[99, 100]
Madgraph	generator	LO	Matrix Element	[101]
MadGraph5_aMC@NLO	generator	NLO	Matrix Element	[101]
MCAtNlo	generator	NLO	$><0$, subtraction method	[102]
PowHeg	generator	NLO	>0	[103]
PowHel	generator	NLO	>0 (a few <0)	[104]
MinLO	generator	NLO	>0, interfaced with PowHeg	[105]
Diphox	integrator	NLO	-	[37]
Resbos	integrator	NLO	-	[106–111]
Jetphox	integrator	NLO	-	
NLOJet++	integrator	NLO	-	[112]
MCFM	integrator	NLO	-	[113]

Tableau 3.6 – *Panorama de quelques intégrateurs et générateurs Monte-Carlo de la physique des particules.*

Quelques exemples sont :

— Pythia [96, 97] est un générateur généraliste, à l'ordre LO, pour les événements hadroniques, pour des collisions pp, $p\bar{p}$ et ep. Il réalise la génération, la gerbe de partons initial et final (parton shower), l'événement sous-jacent, l'hadronisation et les désintégrations.

— Herwig [98] contient une grande variété de processus du Modèle Standard, Higgs et supersymétrie. C'est un générateur de type parton shower.

— Alpgen [95] permet de générer les processus du Modèle Standard dans des collisions hadroniques, avec une spécialisation pour les états finals avec de grandes multiplicites de jets. Il évalue de manière exacte les éléments de matrice à l'ordre LO : LO QCD, LO EW. C'est un générateur de type matrix element, avec interface pour parton shower.

— Sherpa [99, 100] est un générateur généraliste, contenant des processus du Modèle Standard, du MSSM et de modèles avec dimensions supplémentaires.

— Madgraph [101] est un générateur créant les élements de matrice de façon automatique, en particulier les processus $2 \to n$. Le programme MadGraph5_@aMCNLO

permet de générer les événements à l'ordre NLO.
- MCAtNlo [102] génère les événements Monte-Carlo à l'ordre NLO. C'est un générateur de type matrix element.
- PowHeg [103] (POsitive Weight Hardest Emission Generator) est un générateur au NLO, avec des poids positifs. Il permet notamment de générer les modes de production de Higgs ggH [114] et VBF [115]. Dans le cadre d'Atlas, PowHeg est interfacé avec Pythia 8 pour réaliser l'ajout d'événements sous-jacents, la gerbe de partons, l'hadronisation. PowHeg a été configuré pour reproduire le spectre en impulsion transverse du Higgs prédit par HRes, à partir d'un facteur dit hfact. Dans le cadre de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de la publication de 2014, ce facteur a été obtenu par Pythia 6 alors que les lots ont été générés avec Pythia 8, ce qui a conduit à produire une repondération du spectre en impulsion transverse.
- PowHel [104] (PowHeg+Helac) utilise l'environnement de PowHeg. Il permet notamment de générer le mode de production de Higgs ttH au NLO. Les poids sont majoritairement positifs, mais il demeure quelques poids négatifs.
- MinLO [105], interfacé avec PowHeg, permet de générer la production du Higgs en association avec des jets, au NLO.
- Diphox [37] implémente le calcul QCD au NLO de $q\bar{q} + qg \to \gamma\gamma X$ et QCD au LO de $gg \to \gamma\gamma$. Il inclut la fragmentation des partons en photons, avec un et deux partons.
- Resbos [106–111] prédit le spectre en impulsion transverse du Higgs et le bruit de fond $\gamma\gamma$ pour le canal $H \to \gamma\gamma$. Il inclut les processus directs au NLO pour $q\bar{q} + qg \to \gamma\gamma X$ et les corrections virtuelles et réelles (diagramme pentagone) à $gg \to \gamma\gamma$. Il inclut la fragmentation à l'ordre NLO.
- MCFM [113] (Monte Carlo for FeMtobarn processes) calcule les sections efficaces, typiquement au NLO, pour plusieurs processus ayant des sections efficaces de l'ordre du femtobarn aux collisionneurs hadroniques.
- HRes [116] permet de prédire le spectre en impulsion transverse du Higgs à l'ordre $NNLO + NNLL\ QCD$.

Des générateurs dédiés sont également disponibles, comme TAUOLA [117] pour la désintégration des τ et Photos [118] pour la radiation de photons par les leptons.

3.12 Conclusion

Les différents objets de physique sont reconstruits, calibrés, identifiés, par différentes techniques afin d'obtenir une bonne efficacité d'identification et une bonne réjection des objets les imitant. A partir des objets, des techniques permettent de lutter contre le bruit de fond et le contrôler.

Bibliographie

[1] C. Blocker, *Uncertainties on Efficiencies*, (2004), CDF/MEMO/STATISTICS/PUBLIC/7168.

[2] D. Acosta et al. (CDF Collaboration), *First measurements of inclusive W and Z cross sections from Run II of the Tevatron collider*, Phys. Rev. Lett. **94**, 091803 (2005), arXiv:0406078 [hep-ex], FERMILAB-PUB-04-159-E.

[3] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of the shape of the boson rapidity distribution for* $p\bar{p} \to Z/gamma^* \to e^+e^- + X$ *events produced at* $\sqrt{s}$ *of 1.96 TeV*, Phys. Rev. **D76**, 012003 (2007), arXiv:0702025 [hep-ex], FERMILAB-PUB-07-040-E.

[4] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma et al., *Calorimeter clustering algorithms : Description and performance*, (2008), ATL-LARG-PUB-2008-002, ATL-COM-LARG-2008-003.

[5] D. Di Valentino and A. Calandri, *Improving electron energy resolution using the E-p combination*, ATL-COM-PHYS-2013-1424.

[6] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, (2009), arXiv:0901.0512 [hep-ex].

[7] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. **C72**, 1909 (2012), arXiv:1110.3174 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-117.

[8] ATLAS Collaboration, *Study of alignment-related systematic effects on the ATLAS Inner Detector tracking*, (2012), ATLAS-CONF-2012-141, ATLAS-COM-CONF-2012-067.

[9] ATLAS Collaboration, *Expected photon performance in the ATLAS experiment*, (2011), ATL-PHYS-PUB-2011-007, ATL-COM-PHYS-2010-240.

[10] R. E. Kalman, *A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems*, Transactions of the ASME-Journal of Basic Engineering **82D**, 35–45 (1960).

[11] R. Fruehwirth, *A Gaussian-mixture approximation of the Bethe-Heithler model of electron energy loss by bremsstrahlung*, Comp. Phys. Comm. **154**, 131 (2003).

[12] T. M. Atkinson, *Electron reconstruction with the ATLAS inner detector*, CERN-THESIS-2006-103.

[13] A. Collaboration, *Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung*, (2012), ATLAS-CONF-2012-047, ATLAS-COM-CONF-2012-068.

[14] ATLAS Collaboration, *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton-proton collision data*, (2014), ATLAS-CONF-2014-032, ATLAS-COM-CONF-2014-030.

[15] M. Aharrouche, *The ATLAS liquid argon calorimeter : Construction, integration, commissioning and combined test beam results*, Nucl. Instrum. Meth. **A581**, 373–376 (2007).

[16] M. Aharrouche et al. (ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter Collaboration), *Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test- beam*, Nucl. Instrum. Meth. **A568**, 601–623 (2006), arXiv:0608012 [physics].

[17] G. Graziani, *G. Linearity of the response to test beam electrons for EM Barrel module P13*, ATL-LARG-2004-001.

[18] D. Banfi, L. Carminati, J. del Peso, N. Kerschen, L. Mandelli, D. Nebot and E. Paganis, *The measurement of the energy of electrons and photons in the ATLAS electromagnetic calorimeters*, ATL-PHYS-INT-2010-038.

[19] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, Eur. Phys. J. **C74**(10), 3071 (2014), arXiv:1407.5063 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-153.

[20] P. Bernat, *Recherche du boson de Higgs dans le canal de désintégration en deux photons avec le détecteur ATLAS au LHC*, CERN-THESIS-2010-098.

[21] F. Djama, *Using $Z^0 \to e^+e^-$ for Electromagnetic Calorimeter Calibration*, ATL-LARG-2004-008.

[22] B. Aubert et al. (RD3 Collaboration), *Performance of a liquid argon electromagnetic calorimeter with an 'accordion' geometry*, Nucl. Instrum. Meth. **A309**, 438–449 (1991).

[23] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20100721/display-photons/index.html.*

[24] L. Devroye, *Non-Uniform Random Variate Generation*, Springer-Verlag, 1986.

[25] J. Saxon and H. H. Williams, *Neural Networks for Photon Identification in $H \to \gamma\gamma$*, ATL-COM-PHYS-2013-305.

[26] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data*, (2014), arXiv:1404.2240 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-040.

[27] ATLAS Collaboration, *Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using 4.9 fb^{-1} of pp collision data collected in 2011*, (2012), ATLAS-CONF-2012-123, ATLAS-COM-CONF-2012-139.

[28] ATLAS Collaboration, *Measurements of the photon identification efficiencies using 20.3 fb^{-1} of pp collisions collected by ATLAS at $\sqrt{s} = 8$ TeV in 2012*, ATL-COM-PHYS-2014-542.

[29] ATLAS Collaboration, *Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the $\gamma\gamma$ channel with the ATLAS detector*, (2012), ATLAS-CONF-2012-091, ATLAS-COM-CONF-2012-109.

[30] ATLAS Collaboration, *Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*, (2012), ATLAS-CONF-2012-168, ATLAS-COM-CONF-2012-203.

[31] ATLAS Collaboration, *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25* fb^{-1} *of proton-proton collision data*, (2013), ATLAS-CONF-2013-012, ATLAS-COM-CONF-2013-015.

[32] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.7084 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-198.

[33] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20120620/PhotonRecoStability/ATL-COM-PHYS-2012-823/index.html.*

[34] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20110512/EfficiencyPileup/ATL-COM-PHYS-2011-1636/index.html.*

[35] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20121403/EfficiencyPileup/ATL-COM-PHYS-2012-260/index.html.*

[36] P. Darriulat, P. Dittmann, K. Eggert, M. Holder, K. McDonald et al., *Large Transverse Momentum Photons from High-Energy Proton Proton Collisions*, Nucl. Phys. **B110**, 365 (1976), PRINT-76-0640 (CERN).

[37] T. Binoth, J. Guillet, E. Pilon and M. Werlen, *A Full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions*, Eur. Phys. J. **C16**, 311–330 (2000), arXiv:9911340 [hep-ph], LAPTH-760-99.

[38] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, *The Catchment Area of Jets*, JHEP **0804**, 005 (2008), arXiv:0802.1188 [hep-ph], LPTHE-07-02.

[39] M. Cacciari, G. P. Salam and S. Sapeta, *On the characterisation of the underlying event*, JHEP **1004**, 065 (2010), arXiv:0912.4926 [hep-ph].

[40] M. Hance, D. Olivito and H. Williams, *Performance Studies for e/gamma Calorimeter Isolation*, (2012), ATL-COM-PHYS-2011-1186.

[41] M. Hance, *Measurement of Inclusive Isolated Prompt Photon Production in Proton-Proton Collisions at* $\sqrt{s} = 7\ TeV$ *with the ATLAS Detector*, CERN-THESIS-2011-044.

[42] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20111412/IsolationVsBCID/ATL-COM-PHYS-2011-1667/.*

[43] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20120404/TopoIsolation/ATL-COM-PHYS-2012-362/.*

[44] S. Laplace and J.-B. de Vivie de Regie, *Calorimeter isolation and pile-up*, (2012), ATL-COM-PHYS-2012-467.

[45] S. Frixione, *Isolated photons in perturbative QCD*, Phys. Lett. **B429**, 369–374 (1998), arXiv:9801442 [hep-ph], ETH-TH-97-40.

[46] S. Hassani et al., *A muon identification and combined reconstruction procedure for the ATLAS detector at the LHC using the (MUONBOY, STACO, MuTag) reconstruction packages*, Nucl. Instrum. Meth. **A572**, 77–79 (2007).

[47] T. Lagouri et al., *A muon identification and combined reconstruction procedure for the ATLAS detector at the LHC at CERN*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **51**, 3030–3033 (2004).

[48] D. Adams et al., *Track reconstruction in the ATLAS Muon Spectrometer with MOORE*, ATL-SOFT-2003-007.

[49] *https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/MuonPerformancePublicPlots.*

[50] G. C. Blazey, J. R. Dittmann, S. D. Ellis, V. D. Elvira, K. Frame et al., *Run II jet physics*, pages 47–77 (2000), arXiv:0005012 [hep-ex], FERMILAB-CONF-00-092-E.

[51] G. P. Salam and G. Soyez, *A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm*, JHEP **0705**, 086 (2007), arXiv:0704.0292 [hep-ph].

[52] Y. L. Dokshitzer, G. Leder, S. Moretti and B. Webber, *Better jet clustering algorithms*, JHEP **9708**, 001 (1997), arXiv:9707323 [hep-ph], CAVENDISH-HEP-97-06.

[53] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Seymour and B. Webber, *Longitudinally invariant K_t clustering algorithms for hadron hadron collisions*, Nucl. Phys. **B406**, 187–224 (1993), CERN-TH-6775-93, LU-TP-93-2.

[54] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, *The Anti-k(t) jet clustering algorithm*, JHEP **0804**, 063 (2008), arXiv:0802.1189 [hep-ph], LPTHE-07-03.

[55] L. Asquith et al., *Performance of Jet Algorithms in the ATLAS Detector.*, ATL-PHYS-INT-2010-129.

[56] *https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ JetCalibrationToolsForPhysicsAnalyses.*

[57] G. Soyez, *Jet areas as a tool for background subtraction*, (2009), arXiv:0905.2851 [hep-ph].

[58] *https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ JetEtmissApproved2011PileupOffsetAndJVF.*

[59] D. W. Miller, A. Schwartzman and D. Su, *Pile-up jet energy scale corrections using the jet-vertex fraction method.*, ATL-PHYS-INT-2009-090.

[60] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), *Studying the Underlying Event in Drell-Yan and High Transverse Momentum Jet Production at the Tevatron*, Phys. Rev. **D82**, 034001 (2010), arXiv:1003.3146 [hep-ex], FERMILAB-PUB-10-053-E.

[61] ATLAS Collaboration, *Jet energy resolution and selection efficiency relative to track jets from in-situ techniques with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy $\sqrt{s}$ = 7 TeV*, (2010), ATLAS-CONF-2010-054, ATLAS-COM-CONF-2010-056.

[62] I. W. Stewart and F. J. Tackmann, *Theory Uncertainties for Higgs and Other Searches Using Jet Bins*, Phys. Rev. **D85**, 034011 (2012), arXiv:1107.2117 [hep-ph].

[63] A. Banfi, G. P. Salam and G. Zanderighi, *NLL+NNLO predictions for jet-veto efficiencies in Higgs-boson and Drell-Yan production*, JHEP **1206**, 159 (2012), arXiv :1203.5773 [hep-ph], CERN-PH-TH-2012-065, OUTP-12-04P.

[64] *https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ FlavourTaggingPublicResultsCollisionData.*

[65] ATLAS Collaboration, *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data*, (2011), ATLAS-CONF-2011-102, ATLAS-COM-CONF-2011-110.

[66] ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Secondary Vertex b-tagging Algorithm in 7 TeV Collision Data*, (2010), ATLAS-CONF-2010-042, ATLAS-COM-CONF-2010-042.

[67] ATLAS Collaboration, *Calibrating the b-Tag Efficiency and Mistag Rate in 35 pb^{-1} of data with the ATLAS Detector*, (2011), ATLAS-CONF-2011-089, ATLAS-COM-CONF-2011-082.

[68] B. Clement, *Electroweak production of the top quark in the Run II of the D0 experiment*, (2006), FERMILAB-THESIS-2006-06.

[69] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of the t anti-t production cross section in p anti-p collisions at $\sqrt{s}$ = 1.96-TeV using secondary vertex b tagging*, Phys. Rev. **D74**, 112004 (2006), arXiv:0611002 [hep-ex], FERMILAB-PUB-06-386-E.

[70] J. Beringer et al. (Particle Data Group Collaboration), *Review of Particle Physics (RPP)*, Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012).

[71] ATLAS Collaboration, *Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons*, (2011), ATLAS-CONF-2011-077, ATLAS-COM-CONF-2011-057.

[72] ATLAS Collaboration, *Search for charged Higgs bosons decaying via $H^+ \to \tau\nu$ in $t\bar{t}$ events using 4.6 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, (2012), ATLAS-CONF-2012-011, ATLAS-COM-CONF-2012-033.

[73] ATLAS Collaboration, *Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction and Calibration in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of 7 TeV with the ATLAS Detector*, (2010), ATLAS-CONF-2010-057, ATLAS-COM-CONF-2010-059.

[74] ATLAS Collaboration, *Pile-up Suppression in Missing Transverse Momentum Reconstruction in the ATLAS Experiment in Proton-Proton Collisions at sqrts = 8 TeV*, (2014), ATLAS-CONF-2014-019, ATLAS-COM-CONF-2014-029.

[75] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Monitoring and data quality assessment of the ATLAS liquid argon calorimeter*, (2014), arXiv :1405.3768 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-045.

[76] J. Schaarschmidt, H. Torres et al. (ATLAS Collaboration), *Background studies for $H \to \gamma\gamma$, supporting document for EPS 2011 conference*, ATL-COM-PHYS-2011-782.

[77] P. F. Harrison and H. R. Quinn (BaBar Collaboration), *The BABAR physics book : Physics at an asymmetric B factory*, (1998), SLAC-R-0504, SLAC-R-504, SLAC-0504, SLAC-504.

[78] C. A. Nelson, *Correlation Between Decay Planes in Higgs Boson Decays Into W Pair (Into Z Pair)*, Phys. Rev. **D37**, 1220 (1988), SUNY-BING-5-14-86, C86-07-16.

[79] J. C. Estrada Vigil, *Maximal use of kinematic information for the extraction of the mass of the top quark in single-lepton t anti-t events at D0*, (2001), FERMILAB-THESIS-2001-07, UMI-30-23733.

[80] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *A precision measurement of the mass of the top quark*, Nature **429**, 638–642 (2004), arXiv :0406031 [hep-ex], FERMILAB-PUB-04-083-E.

[81] *https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/AtlasSimulation.*

[82] J. Alwall, A. Ballestrero, P. Bartalini, S. Belov, E. Boos et al., *A Standard format for Les Houches event files*, Comput. Phys. Commun. **176**, 300–304 (2007), arXiv :0609017 [hep-ph], FERMILAB-PUB-06-337-T, CERN-LCGAPP-2006-03.

[83] M. Dobbs and J. B. Hansen, *The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics*, Comput. Phys. Commun. **134**, 41–46 (2001), ATL-SOFT-2000-001.

[84] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *The ATLAS Simulation Infrastructure*, Eur. Phys. J. **C70**, 823–874 (2010), arXiv:1005.4568 [physics.ins-det].

[85] S. Agostinelli et al. (GEANT4 Collaboration), *GEANT4 : A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003).

[86] J. Allison et al., *Geant4 developments and applications*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).

[87] P. Z. Skands, *The Perugia Tunes*, pages 284–297 (2009), arXiv:0905.3418 [hep-ph], FERMILAB-CONF-09-113-T.

[88] P. Z. Skands, *Tuning Monte Carlo Generators : The Perugia Tunes*, Phys. Rev. **D82**, 074018 (2010), arXiv:1005.3457 [hep-ph], MCNET-10-08, CERN-PH-TH-2010-113.

[89] *https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/CoreSoftware*.

[90] N. Metropolis and S. Ulam, *The Monte Carlo method*, **44**(247), 335–341 (September 1949).

[91] N. Metropolis, *The beginning of the Monte Carlo method*, volume 15, Cambridge University Press, 1987.

[92] S. Catani and M. Seymour, *A General algorithm for calculating jet cross-sections in NLO QCD*, Nucl. Phys. **B485**, 291–419 (1997), arXiv:9605323 [hep-ph], CERN-TH-96-029, CERN-TH-96-29.

[93] J. C. Collins, D. E. Soper and G. F. Sterman, *Transverse Momentum Distribution in Drell-Yan Pair and W and Z Boson Production*, Nucl. Phys. **B250**, 199 (1985), CERN-TH-3923.

[94] S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn and B. Webber, *QCD matrix elements + parton showers*, JHEP **0111**, 063 (2001), arXiv:0109231 [hep-ph].

[95] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau and A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **0307**, 001 (2003), arXiv:0206293 [hep-ph].

[96] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605**, 026 (2006), arXiv:0603175 [hep-ph].

[97] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178**, 852–867 (2008), arXiv :0710.3820 [hep-ph], CERN-LCGAPP-2007-04, LU-TP-07-28, FERMILAB-PUB-07-512-CD-T.

[98] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri et al., *HERWIG 6 : An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101**, 010 (2001), arXiv:hep-ph/0011363 [hep-ph].

[99] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **0902**, 007 (2009), arXiv:0811.4622 [hep-ph].

[100] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, A. Schalicke, S. Schumann et al., *SHERPA 1. alpha : A Proof of concept version*, JHEP **0402**, 056 (2004), arXiv:0311263 [hep-ph].

[101] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, (2014), arXiv:1405.0301 [hep-ph], CERN-PH-TH-2014-064, CP3-14-18, LPN14-066, MCNET-14-09, ZU-TH-14-14.

[102] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **0206**, 029 (2002), arXiv:0204244 [hep-ph].

[103] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re, *A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX*, JHEP **1006**, 043 (2010), arXiv:1002.2581 [hep-ph], DESY-10-018, SFB-CPP-10-22, IPPP-10-11, DCPT-10-22.

[104] M. Garzelli, A. Kardos, C. Papadopoulos and Z. Trocsanyi, *Standard Model Higgs boson production in association with a top anti-top pair at NLO with parton showering*, Europhys. Lett. **96**, 11001 (2011), arXiv:1108.0387 [hep-ph].

[105] K. Hamilton, P. Nason and G. Zanderighi, *MINLO : Multi-Scale Improved NLO*, JHEP **1210**, 155 (2012), arXiv:1206.3572 [hep-ph], CERN-PH-TH-2012-166, OUTP-12-11P, MCNET-12-07.

[106] C. Balazs and C. Yuan, *Higgs boson production at the LHC with soft gluon effects*, Phys. Lett. **B478**, 192–198 (2000), arXiv:0001103 [hep-ph], UH-511-951-00, FERMILAB-PUB-00-005-T, CTEQ-001, MSUHEP-00103.

[107] Q.-H. Cao, C.-R. Chen, C. Schmidt and C.-P. Yuan, *Improved Predictions for Higgs Q(T) at the Tevatron and the LHC*, (2009), arXiv :0909.2305 [hep-ph], ANL-HEP-PR-09-20, EFI-09-14, IPMU09-0038, MSUHEP-090911.

[108] C. Balazs, P. M. Nadolsky, C. Schmidt and C. Yuan, *Diphoton background to Higgs boson production at the LHC with soft gluon effects*, Phys. Lett. **B489**, 157–162 (2000), arXiv:9905551 [hep-ph], CTEQ-905, MSUHEP-90526.

[109] C. Balazs, E. L. Berger, P. M. Nadolsky and C.-P. Yuan, *All-orders resummation for diphoton production at hadron colliders*, Phys. Lett. **B637**, 235–240 (2006), arXiv :0603037 [hep-ph], ANL-HEP-PR-06-30.

[110] C. Balazs, E. L. Berger, P. M. Nadolsky and C.-P. Yuan, *Calculation of prompt diphoton production cross-sections at Tevatron and LHC energies*, Phys. Rev. **D76**, 013009 (2007), arXiv:0704.0001 [hep-ph], ANL-HEP-PR-07-12.

[111] P. M. Nadolsky, C. Balazs, E. L. Berger and C.-P. Yuan, *Gluon-gluon contributions to the production of continuum diphoton pairs at hadron colliders*, Phys. Rev. **D76**, 013008 (2007), arXiv:0702003 [hep-ph], ANL-HEP-PR-07-5.

[112] Z. Nagy, *Next-to-leading order calculation of three jet observables in hadron hadron collision*, Phys. Rev. **D68**, 094002 (2003), arXiv:0307268 [hep-ph].

[113] J. M. Campbell and R. Ellis, *MCFM for the Tevatron and the LHC*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **205-206**, 10–15 (2010), arXiv :1007.3492 [hep-ph], FERMILAB-CONF-10-244-T.

[114] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re, *NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **0904**, 002 (2009), arXiv:0812.0578 [hep-ph].

[115] P. Nason and C. Oleari, *NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **1002**, 037 (2010), arXiv:0911.5299 [hep-ph].

[116] M. Grazzini and H. Sargsyan, *Heavy-quark mass effects in Higgs boson production at the LHC*, JHEP **1309**, 129 (2013), arXiv:1306.4581 [hep-ph], ZU-TH-10-13.

[117] S. Jadach, J. H. Kuhn and Z. Was, *TAUOLA : A Library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarized tau leptons*, Comput. Phys. Commun. **64**, 275–299 (1990), CERN-TH-5856-90.

[118] E. Barberio, B. van Eijk and Z. Was, *PHOTOS : A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections in decays*, Comput. Phys. Commun. **66**, 115–128 (1991), CERN-TH-5857-90.

Chapitre 4

Méthodes statistiques

4.1 Introduction

A l'état actuel des connaissances, la physique des hautes énergies repose sur les lois probabilistes et principes fondamentaux de la mécanique quantique. Le principe de fonctionnement des instruments de mesure que constituent les détecteurs repose en partie sur des mécanismes stochastiques, comme le développement de la gerbe électromagnétique pour un calorimètre à échantillonnage. Leur performance limitée, l'existence de régions non instrumentées ou non exploitables, bruit, empilement, etc., entraîne une connaissance partielle des phénomènes issus de la collision. Enfin, de nombreux phénomènes physiques stochastiques perturbent la mesure, comme le bruit de fond ne provenant pas de collisions : interactions secondaires de faisceaux, interactions des particules avec les molécules résiduelles dans le tube à faisceau, excès éventuel d'énergie dû aux rayons cosmiques. Pour ces raisons, des outils statistiques sont utilisés pour l'exploitation des données et la quantification des résultats en terme de découverte ou de limite d'exclusion, pour l'étude d'un canal particulier ou de la combinaison de différents canaux.

Divers types de questions statistiques peuvent se poser compte tenu des données : tests d'hypothèses, estimation de paramètres ou intervalles de confiance, etc. Deux écoles principales d'approche statistique existent, donnant des résultats comparables dans le cas d'un échantillon de taille élevée :

- L'approche fréquentiste, classique, se restreignant à établir des conclusions sous la forme de la concordance entre les données expérimentales et une hypothèse pouvant imiter le phénomène recherché. La probabilité dans ce contexte, uniquement associée aux données, est la fréquence d'un résultat dans la limite d'un nombre d'observations infini.
- L'approche bayésienne, établissant le degré de croyance en l'existence d'une certaine loi de la nature, à partir des données observées. Le théorème de Bayes :

$$P(hyp|data) = \frac{P(data|hyp)Prior(hyp)}{\int P(data|hyp)Prior(hyp)dH} \tag{4.1}$$

établit le lien entre la probabilité d'une hypothèse en connaissant la distribution des données, et celle des données en connaissant l'hypothèse. L'approche bayésienne

nécessite la connaissance préalable de la probabilité de l'hypothèse. Il n'existe pas de règle précise pour le choix des fonctions de probabilité à priori $Prior(Hyp)$.

4.2 Test d'hypothèses

Pour déterminer le degré de compatibilité des données avec un modèle de physique, la démarche consiste à établir par l'intermédiaire d'un test dit statistique si l'hypothèse contradictoire au modèle, dite hypothèse nulle, est rejetée par les résultats expérimentaux. Ainsi, dans le cas particulier de la recherche d'un signal de physique, pour établir l'existence/observation/découverte (respectivement l'absence/exclusion/limite) d'un signal, l'hypothèse nulle d'absence (respectivement d'existence) de signal donc l'hypothèse bruit de fond seul (respectivement signal plus bruit de fond) est testée en terme de rejet. L'hypothèse alternative est l'hypothèse signal plus bruit de fond (respectivement bruit de fond). L'hypothèse à tester est caractérisée par le paramètre dit de force de signal μ, correspondant à la fraction [1] de signal par rapport au Modèle Standard. Par exemple, les valeurs $\mu = 0$ et $\mu = 1$ correspondent respectivement à l'hypothèse bruit de fond seul et signal plus bruit de fond du Modèle Standard. L'avantage d'un paramètre de force de signal est de pouvoir être factorisé en présence de plusieurs catégories ou canaux, caractérisés par une sélectivité différente donc un nombre de signaux différents, mais par une force de signal unique. A partir du test statistique, une fonction est construite pour établir la vraisemblance (dite likelihood) des données vis-à-vis de la prédiction, grande si la modélisation de la loi que suivent les données réelles est correcte et en l'absence d'une importante fluctuation de celles-ci. Les données peuvent être réelles : données observées, ou virtuelles c'est-à-dire des pseudo-expériences simulées, dites données attendues, afin de quantifier la sensibilité attendue de l'analyse donc de pouvoir modérer la conclusion d'une mesure déviant de façon importante avec celle-ci.

La prédiction du signal à découvrir, inconnue par définition, ne peut se faire que par simulation. Cependant, dans de rares cas, un signal déjà connu, similaire à celui non découvert et extrait des données, peut être utilisé pour extrapoler une méconnaissance du comportement de la distribution du signal vis-à-vis de certaines coupures. La prédiction du bruit de fond peut être obtenue par une méthode dérivée des données, soit directement par un ajustement, pouvant exclure la région du signal, lorsque le signal est suffisamment piquant pour que le bruit de fond apparaisse comme un continuum, soit par une ou plusieurs régions de contrôle par composante de bruit de fond, extrapolées ensuite dans la région du signal, soit enfin par simulation. En l'absence d'ajustement, la fonction établissant la probabilité de mesurer k événements à partir des données dans une région de signal (SR pour Signal Region) ou de contrôle (CR pour Control Region) lorsqu'il est prédit de λ est la loi de $Poisson(\lambda, k) = \frac{\lambda^k}{k!}e^{-\lambda}$. Une fois déterminé le paramètre d'intérêt (POI pour Parameter Of Interest), typiquement le nombre d'événements de signal pour le test

1. Suivant le contexte, la force de signal inclut ou non dans sa prédiction le rapport d'embranchement de la particule d'intérêt. Le choix est alors précisé.

d'une masse considérée de Higgs [2], exprimé sous la forme d'une force de signal, toutes les autres observables ajustables pour le modèle, nuisant la qualité de la mesure, comme les paramètres du modèle du signal et du bruit de fond, mais aussi le nombre d'événements de bruit de fond, sont regroupés dans un vecteur de paramètres dits de nuisance $\vec{\theta}$. Ces paramètres, correspondant à des incertitudes systématiques, sont évalués par des mesures auxiliaires. La formulation de la fonction de vraisemblance $L(\mu, \vec{\theta})$ pour un sous-canal ou une catégorie d'un canal, dite profilée en raison de la dépendance avec μ, dépend de la méthode et du choix paramétrique des distributions des variables discriminantes finales.

Pour une méthode de coupure et comptage (cut-and-count), il n'y a pas de paramètre de forme : le bruit de fond attendu b joue le rôle du paramètre de nuisance θ. La fonction de vraisemblance d'observer n événements dans une fenêtre de la variable discriminante finale, typiquement la masse invariante, lorsque le bruit de fond et le signal attendus sont respectivement b et s et la force de signal μ, s'écrit à partir de la loi de Poisson :

$$L(\mu; \theta) = e^{-(\mu s+b)} \frac{(\mu s + b)^n}{n!} \tag{4.2}$$

Pour une méthode utilisant la forme d'une ou plusieurs variables discriminantes finales, si la représentation est faite par intervalle de mesure (bins), la valeur exacte de la variable n'est pas connue pour chaque événement. Sont connus pour chaque valeur i des N_i intervalles de mesure, les nombres d'événements n_i mesurés, de bruit de fond b_i et de signal s_i attendus, ces deux dernières quantités dépendant de la forme des variables discriminantes finales $(\overrightarrow{DV})$: $s_i = s_{tot} \int_{bin\ i} f_s(\{\overrightarrow{DV}\}, \vec{\theta}_s) d\overrightarrow{DV}$, $b_i = b_{tot} \int_{bin\ i} f_b(\{\overrightarrow{DV}\}, \vec{\theta}_b) d\overrightarrow{DV}$. La fonction de vraisemblance s'écrit :

$$L(\mu; \vec{\theta}) = \prod_{i=1}^{N_{bins}} e^{-(\mu s_i + b_i)} \frac{(\mu s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} \tag{4.3}$$

Pour une méthode utilisant un jeu de variables discriminantes avec une représentation sans intervalle de mesure, c'est-à-dire de façon paramétrique, les densités de probabilité f_s du signal et f_b du bruit de fond sont introduits et pondérés par leur poids respectifs pour chaque valeur du jeu de variables discriminantes, le signal $s = s(\vec{\theta})$ et le bruit de fond $b = b(\vec{\theta})$ dépendant des paramètres de nuisance. Une extension par un terme de Poisson tient compte de la probabilité d'obtenir n événements quand $\mu s + b$ est attendu. La fonction de vraisemblance, dite étendue s'écrit ainsi :

$$L(\mu; \vec{\theta}) = e^{-(\mu s+b)} \frac{(\mu s + b)^n}{n!} \prod_{i=1}^{n} \mu \frac{s}{\mu s + b} f_s(\{\overrightarrow{DV}_i\}, \vec{\theta}) + \frac{b}{\mu s + b} f_b(\{\overrightarrow{DV}_i\}, \vec{\theta}) \tag{4.4}$$

qui peut être écrit de manière simplifiée en tenant compte du terme $(\mu s + b)^n$ et $\prod_{i=1}^{n} \frac{1}{\mu s+b}$.

2. Lorsqu'un signal a clairement été établi, la mesure de ses propriétés introduit des paramètres d'intérêt nouveaux, comme la masse, le spin, etc.

La méthode par intervalle a l'avantage de permettre d'utiliser directement des modèles d'histogrammes, est plus rapide en terme de coût de calcul puisque le nombre d'intervalles est typiquement inférieur au nombre d'événements. Cependant, cette méthode peut être sensible aux fluctuations statistiques des modèles de variables discriminantes. La méthode paramétrique nécessite un ajustement analytique des variables discriminantes, ce qui peut parfois être difficile pour une forme complexe, et nécessite une erreur de la modélisation. Cependant, l'ajustement permet de supprimer de façon naturelle les effets de fluctuations statistiques.

La généralisation de la vraisemblance à de multiples canaux, catégories, variables discriminantes ou même expériences (par exemple la combinaison de ATLAS et CMS) s'écrit, en supposant un modèle sans corrélation [3], comme le produit des vraisemblances individuelles :

$$L(\mu, \vec{\theta}) = \prod_{i=1}^{N} L_i\left(\mu, \theta_i\right) \tag{4.5}$$

Lorsque le bruit de fond est estimé par une région de contrôle, un terme multiplicatif apparaît dans la fonction de vraisemblance, ajoutant une information qui tient compte d'un éventuel désaccord entre le bruit de fond attendu et mesuré. Par exemple, pour un cas par intervalle de mesure, ce terme est de la forme :

$$\prod_{l=1}^{\substack{bins \\ template}} e^{-b_l^{CR}(\vec{\theta})} \frac{b_l^{CR}(\vec{\theta})^{N_l^{CR}}}{N_l^{CR}!} \tag{4.6}$$

L'extrapolation du bruit de fond mesuré dans la région de contrôle vers la région du signal se fait par un coefficient correctif ($b^{SR} = \alpha\ b^{CR}$) pouvant être déterminé de façon indépendante, par exemple par simulation.

Les termes de signal et de bruit de fond s'écrivent typiquement [4] respectivement

$$\mu s(\vec{\theta}) = \mu\sigma BRL\epsilon \left\{ \prod_{syst\ \ k} \left(K_k(\theta_k)\right) \right\} \underbrace{+\sigma_{spurious}\theta_{spurious}}_{\text{optional if relevant}}$$

$$\text{et} \quad b(\vec{\theta}) = b \prod_{syst\ \ k} \left(K_k(\theta_k)\right)$$

Le nombre prédit de signal introduit la force de signal μ, la section efficace σ, le rapport d'embranchement BR du canal considéré, la luminosité L et l'efficacité ϵ de la sélection. Au niveau du traitement statistique, les incertitudes systématiques peuvent être classées en deux groupes : celles relatives au nombre d'événements et celles relatives à la forme des distributions des variables discriminantes utilisées. Dans le traitement statistique décrit par la suite, un problème apparaîtrait si les paramètres de nuisance des incertitudes systématiques de nombre de signal étaient ajustés puisque le paramètre μ

3. Les corrélations peuvent être prises en compte dans une même fonction de vraisemblance.

4. Les incertitudes systématiques peuvent s'exprimer différemment suivant leur modélisation, comme expliqué ultérieurement.

fixe du numérateur du rapport de vraisemblances $\frac{L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}{L(\hat{\mu},\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}$ serait artificiellement ajusté par l'intermédiaire des paramètres de nuisance, rendant le rapport égal à 1, ce qui ferait perdre le pouvoir discriminant du test statistique. Une solution est d'introduire une densité de probabilité pour les paramètres de nuisance, dite fonction de contrainte (ou de pénalité) $K_k(\theta_k)$. Par exemple, si une mesure auxiliaire détermine une quantité X_k et son incertitude systématique σ_k, l'incertitude systématique est prise en compte dans le traitement statistique en remplaçant X_k par typiquement
$X_k(1+\sigma_k\theta_k)$ où θ_k est le paramètre de nuisance de l'incertitude systématique et suit une loi aléatoire arbitraire mais motivée par des principes de physique. Par exemple, pour une fonction de contrainte gaussienne, elle serait de la forme $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{-(\theta_k-X_k)^2/2}$. Les paramètres de nuisance ajustés directement sur les données n'introduisent pas de fonction de pénalité. Différentes fonctions de contrainte peuvent être utilisées (Fig. 4.1).

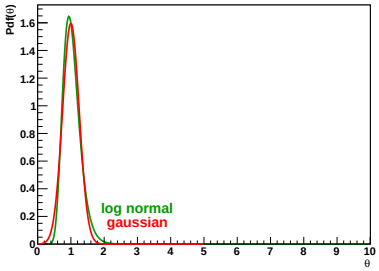


FIGURE 4.1 – *Exemples de distributions de probabilité pour le paramètre de nuisance.*

Une gaussienne a l'avantage de pouvoir décrire des incertitudes positives ou négatives. En revanche, pour des observables définies positives, comme les sections efficaces, efficacités, luminosités, une alternative à la troncature en 0 de la gaussienne est d'utiliser par exemple une pdf log-normale :

$$f(\theta;\theta_0) = \frac{1}{\theta\sqrt{2\pi}ln\ \kappa}e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{ln(\theta/\theta_0)}{ln\ \kappa}\right)^2} \tag{4.7}$$

Dans ce dernier cas, l'introduction de la fonction de pénalité se fait alors sous la forme [5] $Xexp(\theta_k\sqrt{ln(1+\sigma_k^2)})$ où θ_k est une gaussienne centrée réduite, qui modélise le comportement de la fonction log-normale. Une fonction de pénalité dite plate peut être utilisée sous la forme d'une fonction double Fermi-Dirac $A - B\frac{1}{1+e^{Cx}}\frac{1}{1+e^{Dx}}$, les bords adoucis permettant d'éviter des problèmes d'instabilité au niveau de l'ajustement de maximum de vraisemblance.

5. Puisque l'incertitude σ d'un paramètre, obtenue par une mesure auxiliaire, est typiquement mesurée sous la forme de l'écart-type d'une gaussienne, la fonction log-normale peut être transformée en une fonction gaussienne en modifiant artificiellement l'incertitude du paramètre. Si le paramètre de nuisance θ suit une distribution log-normale, alors $ln\ \sigma\theta$ suit approximativement une distribution gaussienne. Réciproquement, si θ suit une distribution gaussienne, alors $exp\ \sigma\theta$ suit approximativement une distribution log-normale. Ainsi, la variance de la fonction log-normale étant $(exp(\sigma'^2)-1)exp(\sigma'^2)$, le deuxième terme pouvant être négligé pour une incertitude faible, on identifie la racine carrée de la variance au paramètre σ de la gaussienne équivalente, soit $\sigma' = \sqrt{ln(1+\sigma^2)}$.

Les incertitudes de migration entre catégories A et B sont modélisées par : $N_A = N_A^{SM}(1+\sigma_A\theta)$; $N_B = N_B^{SM}(1-\sigma_B\theta)$, où σ_A et σ_B sont les incertitudes systématiques de migration de chaque catégorie, avec la condition de normalisation $N_A\sigma_A - N_B\sigma_B = 0$.

En raison d'une mauvaise modélisation du bruit de fond, un désaccord entre le modèle de bruit de fond et les données peut apparaître comme un faux signal, dit signal spurieux (Fig. 4.2). Suivant le signe de ce signal spurieux, il engendre des conséquences différentes au niveau de la découverte ou de l'exclusion. A la différence des autres paramètres de nuisance, le signal spurieux n'est pas un facteur correctif à la force de signal. Le terme spurieux s'obtient par exemple par une étude Monte-Carlo en intégrant dans une fenêtre réaliste du signal, pour la variable discriminante finale (par exemple la masse invariante mais pas nécessairement), la différence entre les données simulées et le modèle du bruit de fond.

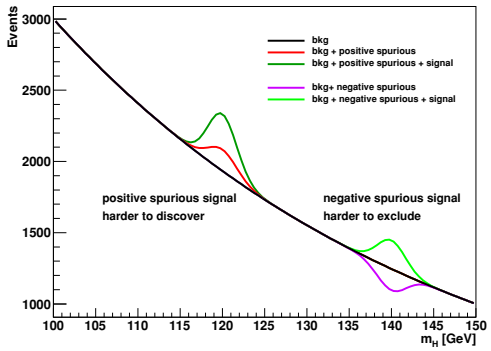


FIGURE 4.2 – *Illustration d'un signal spurieux positif ou négatif, ayant des conséquences différentes sur l'exclusion ou la découverte d'un signal. Inspiré directement de la figure illustrative qu'a présenté Alex Read dans les réunions ATLAS des années 2010.*

L'incertitude sur la normalisation du bruit de fond s'écrit comme la somme quadratique du terme statistique ($\sqrt{B}$) et du terme spurieux $n_{spurious}$. A partir de la formule de significance pour une méthode de comptage (voir section 4.5), il vient [6] $\frac{S}{\sqrt{B+n_{spurious}^2}} \underbrace{\rightarrow}_{L\to\infty} \frac{S}{n_{spurious}}$, c'est-à-dire que le signal spurieux engendre une limite qui ne peut pas être dépassée pour la significance.

Afin de pouvoir mesurer des couplages distincts, par exemple les processus $gg \to H$, VBF, WH, ZH, ttH dans le contexte de la recherche du Higgs, il est possible de séparer les contributions de processus de production, en distinguant ou non les éventuelles légères variations de densités de probabilité :

$$\mu s(\vec{\theta}) = \mu \sum_i \sigma_i BRL\epsilon_i \left\{ \prod_{syst\ k} (K_k(\theta_k)) \right\} + \sigma_{spurious}\theta_{spurious} \tag{4.8}$$

6. Si la luminosité est multipliée par un facteur κ_L et que le bruit de fond s'écrit comme un multiple $B = \kappa_B n_{spurious}$, il vient $\frac{S\times\kappa_L}{\sqrt{n_{spurious}^2\times\kappa_B\kappa_L + n_{spurious}^2\kappa_L^2}}$

Le test statistique q (Fig. 4.3) est construit à partir de fonctions de vraisemblance, traditionnellement de sorte que les grandes valeurs correspondent à une interprétation défavorable à l'hypothèse nulle testée.

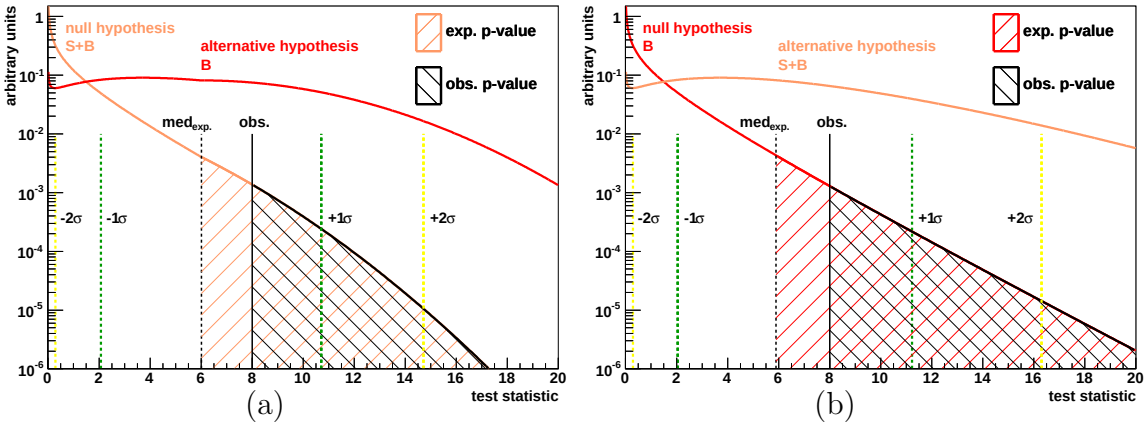


FIGURE 4.3 – *Distributions typiques du test statistique dans le cas d'une recherche d'exclusion/limite (a) ou d'observation/découverte (b).*

Un estimateur du niveau de confiance de l'hypothèse est la $p-value$, représentant la probabilité d'obtenir, avec la densité de probabilité $s+b$ ou b, une valeur du test statistique au moins aussi incompatible avec l'hypothèse nulle que le résultat observé ou attendu. La $p-value$ observée (respectivement attendue) est calculée comme l'intégrale de la densité de probabilité f, pour l'hypothèse $s+b$ ou b, du test statistique q de l'hypothèse nulle, notée q_μ pour la recherche d'exclusion et q_0 pour la recherche d'observation, où une borne correspond à la valeur observée q_{obs} (respectivement la valeur attendue médiane q_{med} de l'hypothèse alternative) du test statistique et l'autre borne correspond à la valeur extrémale du test statistique de l'hypothèse alternative vis-à-vis de la densité de probabilité testée, ce qui correspond, pour l'hypothèse signal plus bruit de fond et la recherche d'exclusion, ou pour l'hypothèse bruit de fond seul et la recherche d'observation, à :

$$p^{exclusion}_{\mu_{obs},s+b} = \int_{q_{\mu,obs}}^{\infty} f(q_\mu|\mu)dq_\mu \qquad p^{exclusion}_{\mu_{obs},b} = \int_0^{q_{\mu,obs}} f(q_\mu|0)dq_\mu = 1 - \int_{q_{\mu,obs}}^{\infty} f(q_\mu|0)dq_\mu$$

$$p^{exclusion}_{\mu_{exp},s+b} = \int_{q_{\mu,med}}^{\infty} f(q_\mu|\mu)dq_\mu \qquad p^{exclusion}_{\mu_{exp},b} = \int_0^{q_{\mu,med}} f(q_\mu|0)dq_\mu = 1 - \int_{q_{\mu,med}}^{\infty} f(q_\mu|0)dq_\mu$$

$$p^{observation}_{0_{obs},s+b} = \int_0^{q_{0,obs}} f(q_0|\mu)dq_0 = 1 - \int_{q_{0,obs}}^{\infty} f(q_0|\mu)dq_0 \qquad p^{observation}_{0_{obs},b} = \int_{q_{0,obs}}^{\infty} f(q_0|0)dq_0$$

$$p^{observation}_{0_{exp},s+b} = \int_0^{q_{0,exp}} f(q_0|\mu)dq_0 = 1 - \int_{q_{0,exp}}^{\infty} f(q_0|\mu)dq_0 \qquad p^{observation}_{0_{exp},b} = \int_{q_{0,med}}^{\infty} f(q_0|0)dq_0$$

Dans le cas de la p-value attendue, les intégrales sont également calculées avec pour bornes la valeur médiane du test statistique varié par un pourcentage correspondant à celui de la variation par un nombre fixe d'écarts-type [7] σ d'une gaussienne : $q_{\mu,med} \pm 1\sigma$, $q_{\mu,med} \pm 2\sigma$, afin d'établir les bandes d'incertitudes à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$. Une faible p-value correspond à une valeur du test statistique peu compatible avec l'hypothèse nulle. Pour

7. Ne pas confondre avec la notation σ identique dans le contexte différent de section-efficace, et avec l'autre notation de l'erreur σ intervenant dans les paramètres de nuisance.

l'hypothèse nulle signal plus bruit de fond et la prescription CL_{s+b}, si le résultat est $p_{\mu,s+b} < 1-x$, l'hypothèse de μ considérée est exclue à $100 \times x$ % de niveau de confiance, noté x % CL (CL pour Confidence Level). Par exemple, pour le choix traditionnel $x = 0,95$, si $p_\mu < 0,05$, la valeur de μ considérée est exclue à 95 % CL. Pour l'hypothèse bruit de fond seul (respectivement signal plus bruit de fond), la convention est que les faibles (respectivement grandes) valeurs de niveau de confiance sont favorables à l'hypothèse. Ainsi, dans le cadre de recherche d'exclusion et pour la prescription CL_{s+b}, le niveau de confiance pour l'hypothèse signal plus bruit de fond est [8] $CL_{s+b} = p_{s+b}$. Le niveau de confiance CL auquel l'hypothèse μ est exclue est $1 - p_{s+b}$. Dans le cadre de recherche d'observation/découverte, le niveau de confiance pour le bruit de fond est $CL_b = 1 - p_b$.

4.3 Construction du test statistique

D'après le théorême de Neyman-Pearson, en l'absence d'incertitudes systématiques, le test statistique le plus discriminant est le rapport de vraisemblances $\frac{L(s+b)}{L(b)}$. Une transformation monotone est équivalente, optimale, en particulier $\frac{L(s+b)}{L(s+b)+L(b)}$, qui a l'avantage d'être borné entre 0 et 1. Au LHC, une variante est utilisée, bénéficiant de propriétés asymptotiques expliquées ultérieurement : le test statistique utilisé fait intervenir une variante présentée ultérieurement d'un rapport de vraisemblances dit profilé [9] $\frac{L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}{L(\hat{\mu},\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}$ borné par les valeurs 0 et 1. Le terme $L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))$ représente la vraisemblance conditionnelle d'un échantillon de données réelles ou prédites sous l'hypothèse μ fixée, pour laquelle les paramètres de nuisance vis-à-vis d'un modèle sont ajustés [10] ($\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu)$). Le terme $L(\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}})$ représente la vraisemblance inconditionnelle pour laquelle à la fois les paramètres μ et de nuisance sont ajustés ($\hat{\mu}$ et $\hat{\vec{\theta}}$). Par construction, la vraisemblance est supérieure lorsque les deux paramètres sont ajustés : $L(\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}}(\mu)) \geq L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))$.

8. On trouve également la notation CL_{sb} équivalente dans la littérature, sans le + intermédiaire.

9. Un scan ou détermination de profil (profilage) correspond à la mesure de la vraisemblance en fonction du paramètre d'intérêt (par exemple μ), les autres paramètres de nuisance étant ajustés.

10. La notation $\hat{}$ exprime la valeur de l'estimateur obtenue en utilisant un ajustement de maximum de vraisemblance non conditionnel sur les autres paramètres. La double notation $\hat{\hat{}}$ exprime la valeur de l'estimateur obtenue en utilisant un ajustement de maximum de vraisemblance conditionnel, pour une valeur fixée du paramètre d'intérêt, donc une vraisemblance profilée.

Différentes variantes [1] de test statistique existent pour la recherche d'exclusion. Dans tous les cas, y compris pour une recherche d'observation, à partir d'un rapport de vraisemblances λ, il est commode d'introduire un test statistique comme [11] $q = -2\ ln\ \lambda$ dont le logarithme transforme les produits en somme, ce qui simplifie le calcul analytique, mais aussi le coût algorithmique des opérations.

Pour une recherche d'exclusion (l'hypothèse nulle est telle que $\mu \neq 0$), le rapport de vraisemblance le plus simple est $\lambda(\mu) = \frac{L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}{L(\hat{\mu},\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}$ et le test statistique associé $t_\mu = -2\ ln\ \lambda(\mu)$.

Une contrainte inférieure sur la valeur ajustée $0 \leq \hat{\mu}$ est imposée par un critère physique que le signal doit être défini positif, ce qui donne le rapport de vraisemblance $\tilde{\lambda}(\mu)$:

$$\tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} \frac{L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}{L(0,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(0))} & \hat{\mu} < 0 \\ \frac{L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}{L(\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}})} & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \end{cases}$$

et le test statistique associé $\tilde{t}_\mu = -2\ ln\ \tilde{\lambda}(\mu)$.

Dans le cas spécifique de recherche d'exclusion, une valeur ajustée $\hat{\mu}$ trop élevée (Fig. 4.4) correspond à une configuration favorisant un modèle avec davantage de signal que l'hypothèse mais paradoxalement est quantitativement défavorable à l'hypothèse signal de force μ. En particulier, en cas d'une fluctuation locale positive trop importante du bruit de fond, un risque existe d'exclure à tort un signal existant réellement.

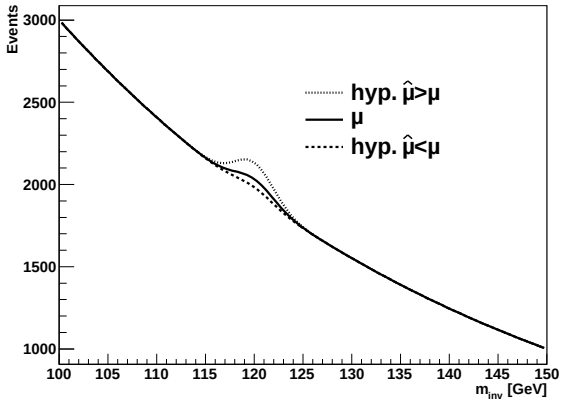


FIGURE 4.4 – *Distribution d'une variable discriminante finale (masse invariante) pour différentes valeurs $\hat{\mu}$ ajustées.*

11. Le facteur 2 est introduit de manière à obtenir un χ^2 dans le cas d'un rapport de vraisemblance distribué suivant une gaussienne : $-2\sum_{i=1}^{n} ln\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-(x_i-\mu)^2/(2\sigma^2)} = \sum_{i=1}^{n}\frac{(x_i-\mu)^2}{\sigma^2} + constante$

Pour empêcher cet artefact dans le cas spécifique de recherche de limites d'exclusion, la contrainte supérieure $\hat{\mu} \leq \mu$ est imposée en fixant arbitrairement à la valeur maximale 1 le rapport de vraisemblance (donc 0 pour le test statistique associé) dans le cas où la valeur $\hat{\mu}$ est supérieure à μ, ce qui donne, compte tenu des variantes de rapports de vraisemblance $\lambda(\mu)$ et $\tilde{\lambda}(\mu)$, les deux variantes de test statistique :

$$q_\mu = \begin{cases} -2\ ln\ \lambda(\mu) & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \\ -2\ ln\ 1 = 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases}$$

et

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2\ ln\ \tilde{\lambda}(\mu) & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \\ -2\ ln\ 1 = 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases}$$

Des tests statistiques différents pour l'exclusion ont été utilisés antérieurement par les autres expériences. Le tableau 4.1 résume les différentes variantes.

	Test statistique
LEP	$-2\ ln \frac{L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}{L(0,\hat{\vec{\theta}})}$
Tevatron	$-2\ ln \frac{L(1,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}{L(0,\vec{\theta}_0)}$
LHC	$-2\ ln \frac{L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))}{L(\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}})}$

Tableau 4.1 – *Variantes de tests statistiques utilisées par différentes expériences pour le calcul de limites.*

Par analogie avec l'approche pour l'exclusion, dans le cadre de la recherche d'observation, seules les fluctuations positives des données sont prises en compte comme source de désaccord avec l'hypothèse bruit de fond seul. Le test statistique s'écrit alors :

$$q_0 = \begin{cases} 0 & \hat{\mu} < 0, \\ -2\ ln \frac{L(\mu=0,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(0))}{L(\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}})} & \hat{\mu} \geq 0 \end{cases}$$

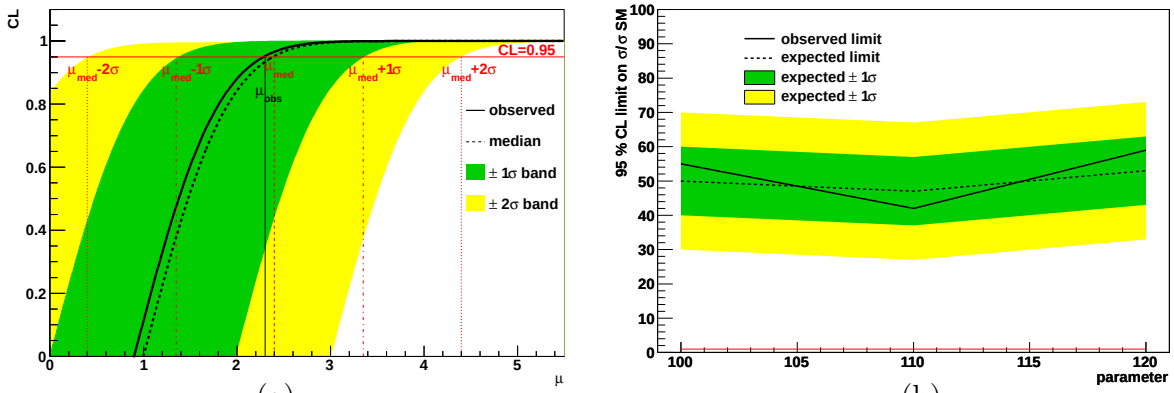
La contrainte $\hat{\mu} \geq 0$ donne une accumulation du test statistique à la valeur 0 pour des événements avec des fluctuations négatives. De façon équivalente, la $p-value$ ne peut être supérieure à $0,5$. Une variante, utilisée à partir de l'été 2012 est d'autoriser les fluctuations négatives. Le p_0 obtenu, dit "uncapped" [2] autorise les valeurs négatives de μ, et s'écrit :

$$q_0 = \begin{cases} -2\ ln \frac{L(\mu=0,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(0))}{L(\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}})} & \hat{\mu} \geq 0 \\ +2\ ln \frac{L(\mu=0,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(0))}{L(\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}})} & \hat{\mu} < 0 \end{cases}$$

Un autre test statistique possible est relié au cas particulier de désaccord avec le Modèle Standard : $q_1 = -2\ ln \frac{L(1,\hat{\hat{\vec{\theta}}}(1))}{L(\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}})}$.

4.4 Limites d'exclusion

L'implémentation concrète du calcul de limite est réalisé en différentes étapes. Des simulations par des pseudo-expériences (dits toys) de bruit de fond seul et signal plus bruit de fond sont générés de manière distincte suivant la densité de probabilitié attendue ou mesurée. Chaque échantillon est alors ajusté deux fois avec comme propriété commune que les paramètres de nuisance sont ajustés dans les deux cas : une fois en fixant μ à la valeur de l'hypothèse, contribuant à la fonction de vraisemblance $L(\mu, \hat{\hat{\vec{\theta}}}(\mu))$, une autre fois en l'ajustant, contribuant à la fonction de vraisemblance $L(\hat{\mu}, \hat{\vec{\theta}}(\mu))$. A partir de ces deux ajustements, la valeur du test statistique est obtenue. La $p-value$ et le niveau de confiance de l'hypothèse signal plus bruit sont alors calculés pour chaque valeur de μ (Fig. 4.5a) afin de déterminer la limite inférieure de μ, sous la forme d'un rapport $\mu/1$ exclu pour un certain niveau de confiance, traditionnellement choisi de 95 %. La conséquence de cette définition est que dans 5 % des expériences, la valeur μ est exclue par erreur. Pour diminuer l'erreur, soit le critère de niveau de confiance est renforcé, soit une valeur de μ plus lâche est considérée pour l'assertion d'exclusion. Le dénominateur dans l'expression $\mu/1$ correspond à la valeur du Modèle Standard. Si le rapport observé est de un, le paramètre principal du modèle (typiquement la masse m_H de l'hypothèse du Higgs) est exclu au degré de confiance considéré. Dans le cas du niveau de confiance attendu, les bandes d'incertitude à $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ sont calculées. La procédure est réalisée pour chaque paramètre du modèle, aboutissant à la courbe d'exclusion (Fig. 4.5b), contenant la limite observée (courbe solide), la limite attendue (en pointillés) et sa bande d'incertitude à ± 1 σ et ± 2 σ.



(a) (b)

FIGURE 4.5 – *(a) Exemple de niveau de confiance (CL) d'une prescription donnée en fonction de la valeur de μ. La ligne rouge correspond au niveau de confiance de valeur 95 %, utilisé pour calculer la limite à 95 % CL pour chaque valeur du paramètre. (b) Exemple de limite d'exclusion à 95 % CL en fonction d'un paramètre donné. Le paramètre typique est la masse du signal recherché. La ligne horizontale rouge à 1 correspond au Modèle Standard.*

La figure 4.6 présente à titre pédagogique un exemple, n'utilisant pas de données réelles, de limites observées et attendues. La ligne horizontale correspond à la limite pour laquelle le canal recherché est exclu à 95 % de niveau de confiance, en termes d'observation ou de sensibilité, si la limite observée ou attendue est inférieure à ce seuil. Si pour un point de masse, les limites observées et attendues sont exclues, le résultat conforte l'interprétation de l'exclusion du canal de physique pour cette masse. Puisqu'une telle exclusion est caractérisée par un certain degré de confiance (95 % CL pour le choix nominal), l'ajout de données supplémentaires peut parfois ne plus exclure la masse considérée, par exemple au cas où des fluctuations statistiques auraient été responsables du résultat. Une telle possibilité de ne plus exclure une région exclue auparavant est d'autant moins probable que les limites attendues et observées sont en-dessous du seuil de $1 \times SM$. Si une exclusion est observée mais non attendue, alors il y a une exclusion observée sans sensibilité réelle, pouvant être interprétée par exemple par une fluctuation négative du bruit de fond. Si une exclusion est attendue mais qu'il n'y a pas d'exclusion observée, le résultat peut être interprété par une fluctuation positive du bruit de fond, une mauvaise évaluation de celui-ci ou des incertitudes systématiques, ou encore l'existence d'un signal, ce dernier pouvant notamment subir également une fluctuation positive. De manière plus générale, une limite observée moins (respectivement plus) exclusive qu'une limite attendue caractérise un excès (respectivement un déficit).

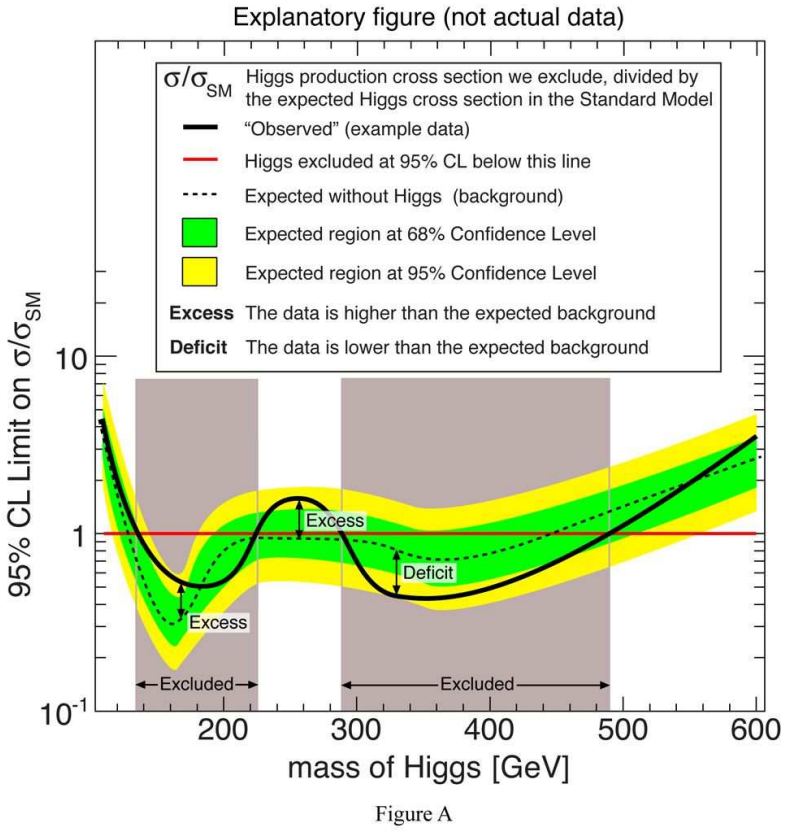


FIGURE 4.6 – *Interprétation des résultats de limites sur la recherche d'un canal particulier. Source : [3].*

Ainsi, si le bruit de fond est sous-estimé, le modèle induit des faux excès de signal ce qui rend les limites moins exclusives. Si le bruit de fond est surestimé, le modèle rend plus difficile l'observation d'excès de signal, ce qui risque d'établir à tort des limites d'exclusion. L'utilisation d'un signal spurieux précédemment calculé pour estimer le résidu entre les données réelles et le modèle permet de réduire un tel effet.

L'estimateur de niveau de confiance utilisant spécifiquement CL_{s+b} (non choisi pour la figure 4.5) possède des restrictions puisque la bande à $+2\sigma$ du test statistique attendu exclut à 95 % de niveau de confiance l'hypothèse de signal $0 \times SM$. En effet, la $p-value$ attendue pour la distribution signal plus bruit de fond correspond par définition à l'intégrale de cette distribution à partir du seuil correspondant à la valeur médiane de l'hypothèse bruit de fond, pour laquelle $CL_b = 0,5$. De manière similaire, la $p-value$ de l'hypothèse signal plus bruit pour le seuil attendu $+2\sigma$ correspond (Tableau 4.8) pour l'hypothèse bruit de fond seul à $CL_b^{exp+2\sigma} = 0,0228$. Puisque par construction du test statistique, dominé à faibles valeurs par l'hypothèse signal+bruit et à grandes valeurs par l'hypothèse bruit de fond, $CL_b > CL_{s+b}$ donc $CL_{s+b}^{exp+2\sigma} < 0,0228 < 0.05$ de sorte que le Modèle Standard composé de bruit de fond seul ($0 \times SM$) est exclu pour la bande à $+2\sigma$ du test statistique attendu pour cette prescription de niveau de confiance. Pour pallier ce problème mais aussi pour éviter une potentielle fausse exclusion due à une fluctuation locale négative du bruit de fond, pour laquelle l'analyse n'aurait pas de sensibilité, deux méthodes existent :

- la méthode $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$, développée à l'ère de LEP [4] et utilisée par le Tevatron pendant une grande partie de son analyse, consiste à renormaliser la $p-value$ par le niveau de confiance du bruit de fond CL_b, c'est-à-dire en utilisant la $p-value$ effective $p'_\mu = \frac{p_\mu}{1-p_b}$. Comme CL_b est une quantité positive inférieure ou égale à 1, $CL_s \geq CL_{s+b}$, de sorte que les limites obtenues par cette variante sont conservatives puisque c'est la quantité CL_s qui est requise d'être inférieure à $0,05$ pour exclure à 95 % CL une hypothèse ;
- la méthode PCL (Power Constraint Limit) [5] consiste, si la limite d'exclusion observée est inférieure à la bande à -1 σ de celle attendue, à remplacer la limite observée par ce seuil.

A partir des différents choix possibles de tests statistiques et de prescription de niveau de confiance, plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour établir des limites suivant le choix de l'estimateur et de la prescription du niveau de confiance. Dans le cas des limites observées pour l'analyse Moriond 2011 de recherche du Higgs en paire de photons, la méthode PCL a été utilisée à la place de CL, avec le test statistique $\tilde{q}_\mu$. Après, la méthode primaire nominale, conservative, retenue pour le LHC, est la prescription CL_s.

Dans le test statistique décrit précédemment relié à un rapport de vraisemblances, les faibles valeurs sont cohérentes avec l'hypothèse signal plus bruit de fond tandis que les grandes valeurs sont cohérentes avec l'hypothèse bruit de fond. Par contre, si on choisit pour le test statistique un comptage d'événements, un grand (respectivement faible) nombre correspond à une hypothèse signal plus bruit de fond (respectivement bruit de

fond), puisque la recherche d'un signal correspond à un excès d'événements par rapport à celui prédit par le bruit de fond seul. Ainsi, la $p-value$ observée pour l'hypothèse signal plus bruit, dans ce cas de comptage d'événements, possédant des valeurs discrètes et non continues, compte tenu que les valeurs incompatibles avec l'hypothèse signal plus de fond sont réparties pour les valeurs plus faibles que l'observation, est $p-value = \sum_{k=s+b=0}^{n_{obs}=0} e^{-\lambda}\frac{\lambda^k}{k!} = e^{-\lambda}$.

Une particularité d'une analyse caractérisée par une faible statistique est que l'absence d'événements passant les coupures de sélection permet néanmoins d'établir une limite d'exclusion, de 3 événements de signal. En effet, la $p-value$ pour l'hypothèse $s+b$ est la probabilité sous cette hypothèse que le résultat soit au moins aussi incompatible que l'observation (de 0 événement). En effet, si aucun événement n'est observé, $b=0$, donc la valeur attendue de λ de la loi de Poisson est $\lambda = s+b = s$, ce qui donne $p = 0,05 = e^{-s}$, donc $s = 3$ événements signal sont exclus à 95 % CL. Ainsi, si le nombre d'événements signal attendus est 3, $\mu = 1$ est exclu à 95 % CL.

Plus généralement, si le nombre d'événements signal attendus est n_{sig}^{exp} et qu'aucun événement n'est observé, alors une limite d'exclusion à 95 % CL est de $\mu = \frac{3}{n_{sig}^{exp}}$. La conséquence est que l'évolution de la limite pour un canal sans observation d'événement s'améliore, tant que cette condition est respectée, de façon proportionnelle à la luminosité donc plus rapidement que par l'évolution avec la racine carrée de la luminosité.

4.5 Recherche d'observation et significance

Si l'hypothèse signal plus bruit de fond ne peut pas être rejetée par le calcul de limite, deux raisons sont possibles : soit la quantité de données est insuffisante, conduisant à une sensibilité trop faible, soit les données contiennent un signal, conduisant naturellement à un échec du rejet de l'hypothèse signal plus bruit. La présence d'un signal, c'est-à-dire la déviation de la consistance des données avec l'hypothèse bruit de fond, est quantifiée par une $p-value$ construite sur le test statistique q_0.

Si le bruit de fond est sous-estimé, le modèle induit des faux excès de signal dans le calcul de p_0, c'est-à-dire quantitativement des pics de faible valeur de p_0. Si le bruit de fond est surestimé, le modèle rend plus difficile l'observation d'excès de signal dans le calcul de p_0, c'est-à-dire quantitativement rend plus difficile l'observation de pics locaux de faible valeur de p_0.

La significance de l'excès est définie comme la déviation Z, exprimée typiquement en multiples de l'écart-type, pour lequel une distribution gaussienne normalisée réduite ($\sigma = 1$) et centrée en 0 aurait une aire unilatérale (Fig. 4.7) égale à la $p-value$, soit [12], en introduisant la fonction réciproque Φ^{-1} de la fonction de répartition de la gaussienne $\Phi(x) = \frac{1}{2}\left[1 + erf\left(\frac{x}{\sqrt{2}}\right)\right] : Z = \Phi^{-1}(1-p)$.

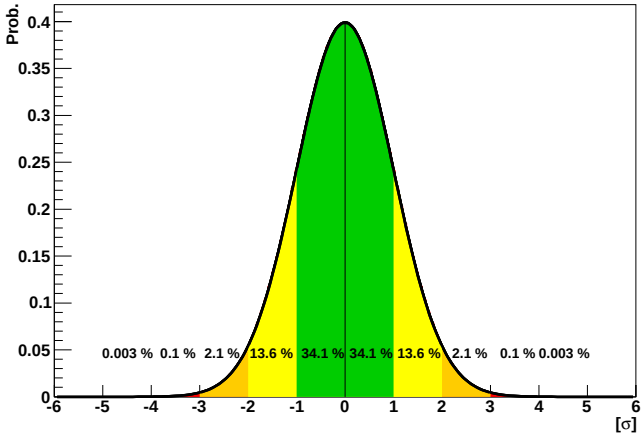


FIGURE 4.7 – *Gaussienne centrée réduite et pourcentage relatif dans chaque intervalle en unités d'écart-type.*

12.
$$p_0 = Prob(q_0 \geq q_0^{obs}) = \int_{q_{obs}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} dx = 1 - \int_{-\infty}^{q_{obs}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} dx = 1 - \Phi(Z)$$

Le tableau/figure 4.8 établit la correspondance [13] numérique entre la significance et la $p-value$. La convention est qu'une significance de 3 σ correspond à une évidence tandis que 5 σ correspond à une découverte, équivalent à trois chances sur 10 millions que l'effet soit dû à une fluctuation du bruit de fond. Un seuil si élevé pour une découverte est utile pour tenir compte de possibles incertitudes systématiques sous-évaluées dans l'analyse, de l'effet look-elsewhere, défini ultérieurement, non déterminé avec certitude puisqu'il dépend du domaine de masse exploré, et le coût scientifique trop élevé de l'annonce d'une fausse découverte.

	$p-value$	
Z	test unilatéral	test bilatéral
0	$0,50$	$1,00$
1	$0,1587$	$0,3173$
2	$2,28\ 10^{-2}$	$4,55\ 10^{-2}$
3	$1,3\ 10^{-3}$	$2,7\ 10^{-3}$
4	$3,2\ 10^{-5}$	$6,3\ 10^{-5}$
5	$2,9\ 10^{-7}$	$5,7\ 10^{-9}$
$1,64$	$0,05$	$0,10$
$1,96$	$0,025$	$0,05$
$1,4$	$0,116$	$0,2320$

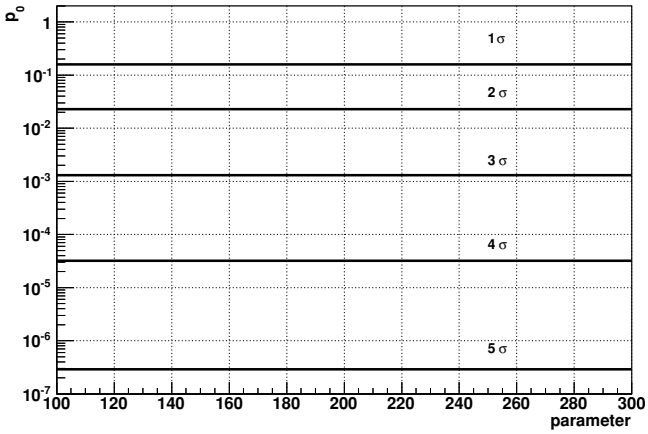


FIGURE 4.8 – *Relations entre la $p-value$ et la significance. La $p-value$ de $0,05$ correspondant à 95 % CL est équivalente à une significance de $1,64$ σ. L'exclusion à 95 % CL par la prescription CL_s correspond à $1,96$ σ, puisque la $p-value$ classique doit être divisé par $CL_b = 0,5$ pour la valeur médiane.*

Dans le contexte de la recherche d'une nouvelle particule, qui apparaît comme un excès par rapport au bruit de fond, le test unilatéral est utilisé. Lorsque la compatibilité avec une prédiction est considérée, pour tenir compte des excès et déficits, le test bilatéral est utilisé. Dans certains secteurs de physique, comme la physique de la matrice CKM, pour laquelle la mesure d'un angle ou d'une phase peut introduire une ambiguïté trigonométrique (ϕ ou $\pi - \phi$, etc.), une combinaison de cas bilatéraux peut être amenée à être considérée.

Une faible valeur de p_0 attendue et observée conforte l'interprétation de l'existence d'un signal à une certaine significance. Une faible valeur de p_0 attendue, correspondant à une bonne sensibilité de l'analyse, associée à une grande valeur observée, conforte une non déviation des résultats par rapport à l'hypothèse bruit de fond seul. Une grande valeur de p_0 attendue mais une faible valeur observée conforte l'interprétation d'une fluctuation négative du bruit de fond ou l'existence d'un signal.

13. Techniquement, les fonctions suivantes sont disponibles avec root :
$p_0 \to Z$: sqrt(2)*TMath : :ErfInverse(1-2*p0) ou ROOT : :Math : :normal_quantile_c(p0, 1)
$Z \to p_0$: 0.5*(1-TMath : :Erf(Z/sqrt(2))) ou 1-TMath : :Freq(Z)

Dans le comportement asymptotique défini ultérieurement, la significance peut être approximée par $Z_0 = \sqrt{q_{0,A}^{obs}}$ et $Z_\mu = \sqrt{\tilde{q}_{\mu,A}^{obs}}$. Pour une méthode de comptage, la significance peut être approximée comme [14] $\sqrt{2((s+b)ln(1+s/b)-s)}$ [1] pour une recherche d'observation/découverte et comme $\sqrt{2s-2b\ ln(1+s/b)}$ pour une recherche d'exclusion. En présence d'incertitudes systématiques caractérisées par une erreur σ_b, la significance pour une recherche d'observation/découverte s'écrit [6] $\sqrt{2\left((s+b)ln\left[\frac{(s+b)(b+\sigma_b^2)}{b^2+(s+b)\sigma_b^2}\right]-\frac{b^2}{\sigma_b^2}ln\left[1+\frac{s\sigma_b^2}{b(b+\sigma_b^2)}\right]\right)}$.

Pour une méthode de comptage, dans le cas d'une approximation supplémentaire utilisant une distribution gaussienne de la vraisemblance, la significance peut s'écrire comme [15] $s/\sqrt{s+b}$ pour une recherche d'exclusion, et $s/\sqrt{b}$ pour une recherche d'observation/découverte. En présence d'incertitudes systématiques caractérisées par une erreur σ_b, la significance pour une recherche d'observation/découverte s'écrit [6] $s/\sqrt{b+\sigma_b^2}$.

---

14. Dans le cadre d'une statistique de Poisson, la fonction de vraisemblance pour une expérience de comptage s'écrit $L(s) = \frac{(s+b)^n}{n!}e^{-(s+b)}$. Lorsque le signal est ajusté sur les données, par construction de l'ajustement, le nombre d'événements attendus $s+b$ doit être en adéquation avec le nombre d'événements observés n, c'est-à-dire $L(\hat{s}) = \frac{n^n}{n!}e^{-n}$. Lorsqu'il n'y a pas de signal, la vraisemblance s'écrit : $L(0) = \frac{b^n}{n!}e^{-b}$.

Pour une recherche d'observation/découverte, l'hypothèse nulle est le bruit de fond seul. Le test statistique s'écrit : $q_0 = -2\ ln\frac{L(0)}{L(\hat{s})} = 2(n\ ln\frac{n}{b} + b - n)$. Dans le comportement asymptotique, la significance d'observation/découverte est donc, avec la valeur attendue $n = s+b$ de l'hypothèse alternative, $Z_0 = \sqrt{2\left[(s+b)ln(1+s/b)-s\right]}$. L'incertitude est $\frac{1}{Z_0}\sqrt{(s+b)[ln\left(1+\frac{s}{b}\right)]^2+2s+\frac{s^2}{b}}$.

Pour une recherche d'exclusion/limite, l'hypothèse nulle est le signal plus bruit de fond. Le test statistique s'écrit : $q_\mu = -2\ ln\frac{L(s)}{L(\hat{s})} = 2(n\ ln\frac{n}{s+b} + s + b - n)$. Dans le comportement asymptotique, la significance d'exclusion/limite est donc, avec la valeur attendue $n = b$ de l'hypothèse alternative, $Z_\mu = \sqrt{2\left[s - b\ ln(1+s/b)\right]}$.

15. Pour l'exclusion, l'hypothèse nulle correspond au signal plus bruit de fond, tandis que la médiane est b. La $p-value$ s'écrit : $p_{s+b} = \int_0^b Gaussian(n|s+b,\sigma)dn$ avec $\sigma = \sqrt{s+b}$. On a : $p_{s+b} = 1 - \int_b^\infty Gaussian(n|s+b,\sigma)dn$. Un changement de variable $u = [n-(s+b)]/\sigma$ permet de centrer et réduire la gaussienne afin de faire apparaître la fonction erreur pour identifier la significance attendue, en tenant compte que les nombres d'événements sont définis positifs : $p_{s+b} = 1 - \int_{-\infty}^{s/\sqrt{s+b}} Gaussian(u|0,1)du = 1 - \int_0^{s/\sqrt{s+b}} Gaussian(u|0,1)du = 1 - \Phi(s/\sqrt{s+b})$.

Pour l'observation, l'hypothèse nulle correspond au bruit de fond seul, tandis que la médiane est $s+b$. La $p-value$ s'écrit : $p_{0,b} = \int_{s+b}^\infty Gaussian(n|b,\sigma)dn$ avec $\sigma = \sqrt{b}$. Un changement de variable $u = (n-b)/\sigma$ permet de centrer et réduire la gaussienne afin de faire apparaître la fonction erreur pour identifier la significance attendue : $p_{0,b} = \int_{s/\sqrt{b}}^\infty Gaussian(u|0,1)du$. Les nombres d'événements étant définis positifs, on a : $p_{0,b} = 1 - \int_0^{s/\sqrt{b}} Gaussian(u|0,1)du = 1 - \Phi(s/\sqrt{b})$.

Ces résultats peuvent être retrouvés directement à partir du rapport de vraisemblance. Dans le cadre d'une statistique de Gauss, la fonction de vraisemblance pour une expérience de comptage s'écrit $L(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(s+b)}}e^{-\frac{[n-(s+b)]^2}{2(s+b)}}$. Lorsque le signal est ajusté sur les données, par construction de l'ajustement, le nombre d'événements attendus $s+b$ doit être en adéquation avec le nombre d'événements observés n, c'est-à-dire $L(\hat{s}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}}$. Lorsqu'il n'y a pas de signal, la vraisemblance s'écrit : $L(0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi b}}e^{-\frac{[n-b]^2}{2b}}$.

Pour une recherche d'observation/découverte, l'hypothèse nulle est le bruit de fond seul. Le test statistique s'écrit : $q_0 = -2\ ln\frac{L(0)}{L(\hat{s})} = ln\frac{b}{n} + \frac{(n-b)^2}{b}$. Dans le comportement asymptotique, la significance d'observation/découverte est donc, avec la valeur attendue $n = s+b$ de l'hypothèse alternative, $Z_0 \approx s/\sqrt{b}$.

Pour une recherche d'exclusion/limite, l'hypothèse nulle est le signal plus bruit de fond. Le test statistique s'écrit : $q_\mu = -2\ ln\frac{L(s)}{L(\hat{s})} = ln\frac{s+b}{n} + \frac{(n-(s+b))^2}{s+b}$. Dans le comportement asymptotique, la significance d'exclusion/limite est donc, avec la valeur attendue $n = b$ de l'hypothèse alternative, $Z_\mu \approx s/\sqrt{s+b}$.

Une propriété particulière des objets ou de topologie entre les objets permet de supprimer de façon importante le bruit de fond, mais contribue également à réduire le signal. Une solution est de définir des sous-ensembles de sélection, dits catégories, conduisant de façon naturelle à des sous-ensembles ayant des puretés S/B différentes. Le gain en significance par cette catégorisation n'est possible [16] que si les diverses puretés S/B différent. La stratégie de catégorisation évolue avec l'état de connaissance du signal recherché : maximiser la significance tant que la découverte n'est pas établie, puis favoriser l'étude de ses propriétés, par exemple les couplages, par une sélectivité différente dans chaque catégorie.

L'importance d'une catégorie particulière, ou plus généralement d'un canal dans le cadre d'une combinaison de différentes analyses, peut être quantifiée par un poids relatif pour chaque canal i dans le cadre d'une recherche d'exclusion (respectivement d'observation) suivant :

$w_i = \frac{(s_i/\sqrt{s_i+b_i})^2}{\sum_i (s_i/\sqrt{s_i+b_i})^2}$ (respectivement $w_i = \frac{(s_i/\sqrt{b_i})^2}{\sum_i (s_i/\sqrt{b_i})^2}$).

La pondération de la variable discriminante (Fig. 4.9) permet de faire ressortir la résonance. Une variante de pondération est introduite par le poids de probabilité du signal, conduisant au concept de sPlot [7].

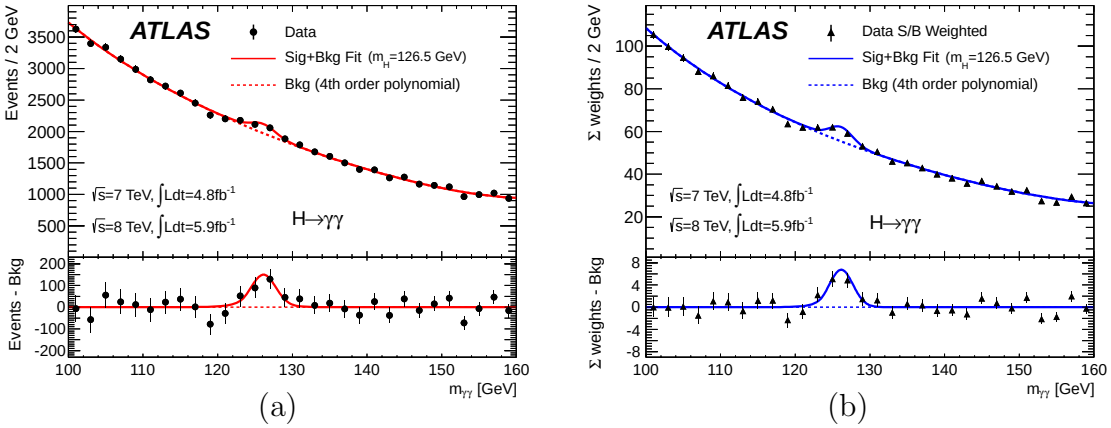


FIGURE 4.9 – *Masse invariante des photons dans le canal $H \to \gamma\gamma$ sans (a) et avec (b) pondération $\sum ln(1 + S_i/B_i)$. Source : [8].*

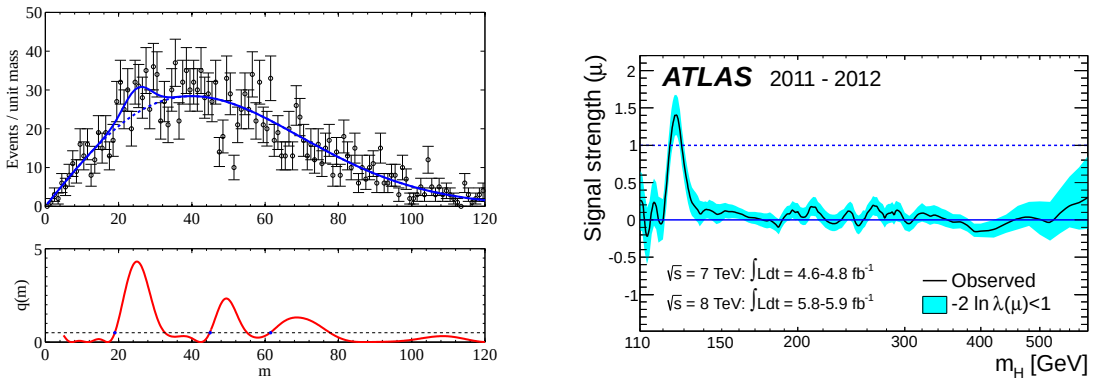
16. En effet, si deux catégories ont des rapports signal sur bruit égaux ($S_1/B_1 = S_2/B_2$) alors :
$\frac{s_1+s_2}{b_1+b_2} = \frac{b_1\frac{s_2}{b_2}+s_2}{b_1+b_2} = \frac{s_2\left(1+\frac{b_1}{b_2}\right)}{b_1+b_2} = \frac{s_2}{b_2}$
donc le carré de la significance (définie après) de l'ensemble est $\frac{s_1^2}{b_1} + \frac{s_2^2}{b_2} = s_1\frac{s_1}{b_1} + s_2\frac{s_2}{b_2} = \frac{(s_1+s_2)^2}{(b_1+b_2)}$ ce qui rend la significance inchangée par rapport à la non considération de catégorie.

La significance d'un excès pour une hypothèse de masse donnée repose sur la probabilité d'avoir une fluctuation localisée telle que la $p-value$ locale à cette masse soit inférieure à un certain seuil. Cependant, la probabilité d'avoir au moins une telle fluctuation dans l'ensemble du domaine en masse couvert par l'analyse est supérieure, typiquement plus grand par le nombre de façons d'obtenir cette effet. Cette liberté de regarder ailleurs, dite effet look-elsewhere (LEE) [9] engendre une $p-value$ globale reliée à la $p-value$ locale par un facteur correctif, dit trial factor. Dans le cas du régime asymptotique expliqué ultérieurement, la relation s'écrit en fonction de la valeur u du test statistique pour l'excès local et du nombre de croisements (Fig. 4.10) vers le haut n_0 du test statistique q_0 avec un seuil donné u_0, ou de façon équivalente en raison du lien direct entre le test statistique et la valeur ajustée de la force du signal, à partir de la significance locale Z et du nombre de croisements vers le haut N_0 de la force du signal ajustée $\hat{\mu}$ avec un seuil donné Z_0 :

$$p_0^{global} \approx p_0^{local} + n_0 e^{-\frac{1}{2}(u-u_0)} \tag{4.9}$$

$$p_0^{global} \approx p_0^{local} + N_0 e^{-\frac{1}{2}(Z^2-Z_0^2)} \tag{4.10}$$

Par exemple, dans le cadre de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ du conseil du Cern de décembre 2011 [10], la $p-value$ locale est $p_0^{local} = 0,27\ \%$ correspondant à une significance $Z = 2,8\ \sigma$. Compte-tenu de l'effet look-elsewhere avec un nombre de croisements positifs de la force de signal avec la ligne $\hat{\mu} = 0$ de 4 dans le domaine en masse considéré (Fig. 4.10b [11]), la $p-value$ globale est de $p_0^{global} = 7\ \%$, correspondant à une significance $Z = 1,5\ \sigma$, en tenant compte du fait que les valeurs référencées sont arrondies dans la présentation des résultats.



(a) (b)

FIGURE 4.10 – *Exemple de distributions des (a) événements et du test statistique associé, en fonction de l'hypothèse de masse du Higgs. Le nombre de croisements positifs du test statistique avec un seuil, par exemple* $0,5$*, permet de tenir compte de l'effet look-elsewhere. Source : [9]. (b) Exemple de distribution de force de signal, utilisé pour déterminer l'effet look-elsewhere. Source : [8].*

En présence d'un signal, le nombre de croisements peut être biaisé par une unité. Une approximation à l'effet look-elsewhere s'obtient à partir du nombre de possibilités d'avoir un effet local, introduisant le nombre de bins comme le rapport entre le domaine en masse couvert par l'analyse et la résolution du signal :

$$p_0^{global} = 1 - (1 - p_0^{local})^{N_{bins}} = N_{bins} \times p_0^{local} \tag{4.11}$$

4.6 Comportement asymptotique

La nécessité d'une précision suffisante dans les études statistiques nécessite la simulation d'un grand nombre d'expériences, ce qui peut ne pas être réaliste compte tenu du temps de calcul. La distribution du test statistique peut être obtenue par une approximation asymptotique [1] correspondant à un nombre d'événements élevé. La formule asymptotique pour le test statistique $-2\ ln\ \lambda(\mu)$ est $\frac{1}{2}f_{\chi^2}(t) + \frac{1}{2}\delta(t)$, d'après le théorême de Wilks [12], tandis que la forme asymptotique pour le test statistique $\tilde{q}_\mu$ est :

$$f(\tilde{q}_\mu|\mu) = \frac{1}{2}\delta(\tilde{q}_\mu) + \begin{cases} \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{1}{\sqrt{\tilde{q}_\mu}}e^{-\tilde{q}_\mu/2} & si\ 0 < \tilde{q}_\mu \leq \mu^2/\sigma^2, \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}(2\mu/\sigma)}exp\left[-\frac{1}{2}\frac{(\tilde{q}_\mu+\mu^2/\sigma^2)^2}{(2\mu/\sigma)^2}\right] & si\ \tilde{q}_\mu > \mu^2/\sigma^2 \end{cases} \tag{4.12}$$

avec $\sigma^2 = \frac{\mu^2}{q_{\mu,A}}$ où $q_{\mu,A}$ est le test statistique pour l'échantillon dit d'Asimov [17] correspondant au bruit de fond attendu avec les paramètres de nuisance nominaux.

L'avantage est de réduire de façon très importante le temps de calcul. Avec une luminosité intégrée croissante, le calcul asymptotique est attendu à être aussi précis que l'utilisation de pseudo-expériences qui nécessite de lourds calculs. Pour une campagne donnée (combinaison ATLAS de la réunion du Conseil du Cern en décembre 2011 correspondant à une luminosité de $1,0$ à $4,9\ fb^{-1}$ suivant les canaux), une comparaison de l'évaluation de la compatibilité des données avec l'hypothèse bruit de fond est présentée sur la figure 4.11 entre la méthode asymptotique et celle avec le calcul par de multiples pseudo-expériences. Pour chaque masse, au moins 5000 expériences ont été considérées, jusqu'à 120000 expériences dans la région de l'excès (p_0 très faible de cette analyse), montrant un bon accord entre les deux méthodes.

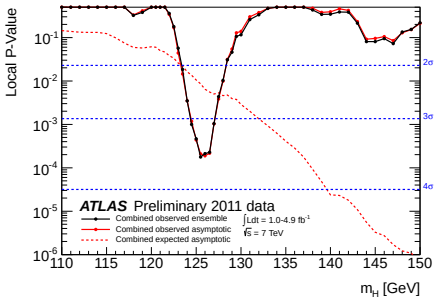


FIGURE 4.11 – *Comparaison entre la méthode asymptotique et la méthode de multiples pseudo-expériences. Source : [11].*

17. Le nom d'échantillon d'Asimov est inspiré par la nouvelle *Franchise* de Asimov, dans laquelle des élections sont faites par un simple votant représentatif de tout l'électorat.

4.7 Généralisation du test statistique

Jusqu'à présent, le test statistique a été introduit dans le contexte de recherche ou exclusion de signal. Lorsqu'un signal a été établi, ses propriétés deviennent les paramètres d'intérêt. Le test statistique de différentes études est présenté dans le tableau 4.2.

POI	$-2\ ln\frac{L(\overrightarrow{POI},\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L(\widehat{\overrightarrow{POI}},\hat{\vec{\theta}})}$
signal strength μ	$-2\ \frac{L(\mu,\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L(\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}})}$
cross-section	deduced from μ
couplings $\vec{\mu}$	$-2\ \frac{L(\vec{\mu},\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L(\hat{\vec{\mu}},\hat{\vec{\theta}})}$
mass m	$-2\ \frac{L(m,\hat{\hat{\mu}},\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L(\hat{m},\hat{\mu},\hat{\vec{\theta}})}$
compatibility of masses Δm, with common mass m	$-2\ \frac{L(\Delta m,\hat{\hat{\mu}}_1,\hat{\hat{\mu}}_2,\hat{\hat{m}},\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L(\widehat{\Delta m},\hat{\mu}_1,\hat{\mu}_2,\hat{m},\hat{\vec{\theta}})}$
width Γ	$-2\ ln\frac{L(\Gamma,\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L(\hat{\Gamma},\hat{\vec{\theta}})}$
spin (e.g. : fraction ϵ_0 of spin 0 wrt spin 2)	$-2\ ln\frac{L(\epsilon_0,\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L(\hat{\epsilon}_0,\hat{\vec{\theta}})}$

Tableau 4.2 – *Exemples de tests statistiques pour différents contextes. Les paramètres sont écrits délibérément en anglais.*

Dans la compatibilité de masses présentant deux canaux distincts, deux μ distincts sont considérés pour tenir compte de chaque canal. En présence d'un seul canal, la compatibilité de masse peut être explorée entre catégories, auquel cas, pour améliorer l'erreur statistique, typiquement une seule force de signal, inclusive, est considérée, ce qui donne lieu au test statistique :

$$-2\ ln\frac{\prod_i^{N_{cat}} L(\Delta_i,\hat{\hat{\mu}},\hat{\hat{m}},\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{\prod_i^{N_{cat}} L(\widehat{\Delta_i},\hat{\mu},\hat{m},\hat{\vec{\theta}})} \tag{4.13}$$

Le μ peut être intégré dans les paramètres de nuisance.

La compatibilité d'une catégorie j avec la combinaison des catégories donne lieu au test statistique :

$$-2\ ln\frac{\prod_{i\neq j}^{N_{cat}} L_i(\hat{\hat{\mu}},\hat{\hat{m}},\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{\prod_{i\neq j}^{N_{cat}} L_i(\hat{\mu},\hat{m},\hat{\vec{\theta}})} - 2\ ln\frac{L_j(\Delta,\hat{\hat{\mu}},\hat{\hat{m}},\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L_j(\widehat{\Delta},\hat{\mu},\hat{m},\hat{\vec{\theta}})} \tag{4.14}$$

Pour un même canal, la compatibilité de masse entre deux années peut s'écrire :

$$-2\ ln\frac{L_{2011}(\Delta_i,\hat{\hat{\mu}},\hat{\hat{m}},\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L_{2011}(\widehat{\Delta_i},\hat{\mu},\hat{m},\hat{\vec{\theta}})} - 2\ ln\frac{L_{2012}(\Delta_i,\hat{\hat{\mu}},\hat{\hat{m}},\hat{\hat{\vec{\theta}}})}{L_{2012}(\widehat{\Delta_i},\hat{\mu},\hat{m},\hat{\vec{\theta}})} \tag{4.15}$$

4.8 Environnement informatique

La librairie Roostats [13] fournit les principaux outils pour l'analyse statistique des données du LHC, par l'intermédiaire de classes $C++$ et d'interfaces pour être utilisées sur des modèles et données arbitraires. Cette librairie est construite comme une couche supérieure aux librairies RooFit [18] [14] et Root [19] [15]. Une des classes de RooStats est le workspace, définissant tous les paramètres nécessaire pour la procédure statistique : densités de probabilités des variables discriminantes, liste des variables et catégories, paramètres d'intérêt (μ, m_H, etc.), de nuisance (pentes, incertitudes systématiques, etc.), jeux de données réels ou virtuels (pseudo-données). L'avantage du workspace est de faciliter les échanges d'information pour le traitement statistique : reproductibilité des résultats, mais aussi de faciliter la combinaison des canaux, au sein d'une même expérience, et entre expériences.

4.9 Conclusion

L'évaluation quantitative des hypothèses de physique et la mesure de leurs paramètres est basée sur un formalisme statistique rigoureux, dont une interface logicielle est la librairie Roostats.

18. Ensemble de librairies pour la description des modèles de données.

19. Ensemble d'outils pour l'analyse des données en physique des hautes énergies : librairies mathématique et graphique, etc.

Bibliographie

[1] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur. Phys. J. **C71**, 1554 (2011), arXiv :1007.1727 [physics.data-an].

[2] K. Cranmer, E. Gross, M. Kado and S. Kortner, *Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to* 4.9 fb^{-1} *of pp collision data at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV with the ATLAS detector at the LHC*, ATL-COM-PHYS-2012-536.

[3] ATLAS Collaboration, *http ://www.atlas.ch/news/2011/simplified-plots.html.*

[4] A. L. Read, *Modified frequentist analysis of search results (The CL(s) method)*, Prepared for Workshop on Confidence Limits, Geneva, Switzerland, 17-18 Jan 2000.

[5] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, *Power-Constrained Limits*, (2011), arXiv:1105.3166 [physics.data-an].

[6] G. Cowan, *Two developments in tests for discovery : use of weighted Monte Carlo events and an improved measure of experimental sensitivity*, presented at Progress on Statistical Issues in Searches, SLAC, June 4-6, 2012 .

[7] M. Pivk and F. R. Le Diberder, *SPlot : A Statistical tool to unfold data distributions*, Nucl. Instrum. Meth. **A555**, 356–369 (2005), arXiv:physics/0402083 [physics.data-an], LAL-04-07.

[8] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 1–29 (2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-218.

[9] E. Gross and O. Vitells, *Trial factors or the look elsewhere effect in high energy physics*, Eur. Phys. J. **C70**, 525–530 (2010), arXiv:1005.1891 [physics.data-an].

[10] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the di-photon decay channel with 4.9 fb-1 of ATLAS data at* $\sqrt{s} = 7\ TeV$, (2011), ATLAS-CONF-2011-161, ATLAS-COM-CONF-2011-193.

[11] ATLAS Collaboration, *Combination of Higgs Boson Searches with up to* 4.9 fb^{-1} *of pp Collisions Data Taken at a center-of-mass energy of* 7 TeV *with the ATLAS Experiment at the LHC*, (2011), ATLAS-CONF-2011-163, ATLAS-COM-CONF-2011-195.

[12] S. S. Wilks, *The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses*, Ann. Math. Statist. **9**, 60–62 (1938).

[13] L. Moneta, K. Belasco, K. S. Cranmer, S. Kreiss, A. Lazzaro et al., *The RooStats Project*, PoS **ACAT2010**, 057 (2010), arXiv:1009.1003 [physics.data-an].

[14] W. Verkerke, *Statistical software for the LHC*, pages 169–178 (2007), CERN-2008-001.

[15] I. Antcheva, M. Ballintijn, B. Bellenot, M. Biskup, R. Brun et al., *ROOT : A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization*, Comput. Phys. Commun. **180**, 2499–2512 (2009), FERMILAB-PUB-09-661-CD.

Index

GUT, 84
OS : Opposite Side, 253
QED : Quantum Electro Dynamics, 19
SS : Same Side, 253
$SU(3)_f$ de saveur, 11
$p - value$, 285
élément de matrice, 17
Développement en Produit d'Opérateurs, 109

Algorithme de cône, 226
Angle de Weinberg θ_W, 24
Approximation asymptotique, 298
Arbre de décision boosté, 251
Athena, 263
ATLAS, 127

Balayage de Van der Meer, 173
Beam remnant, 130
Bogue, 263
Bruit de fond caverne, 257
Bruit de fond combinatoire, 244
Bruit de fond instrumental, 244
Bruit de fond irréductible, 244
Bruit de fond réductible, 244
Bug, 263
Bunch train, 129
ByteStream, 264

Cache, 263
Calibration Hits, 199
Calibration Longitudinal Weight, 199
Canal exclusif, 253
Canal inclusif, 253
Cascade partonique, 267
Cluster, 187
Confinement, 7
Corrélation angulaire, 257
Corrélation de spin, 253
Coupure fiduciaire, 250
Cut-and-count, 254

DGLAP, Altarelli-Parisi., 62
Distribution, 263

Echelle de factorisation, 58
Echelle de normalisation, 59
Echelle dynamique, 60
Echelle perturbative, 58
Effet MSW, 90
Effet look-elsewhere, 297
Efficacité d'étiquetage, 238
Efficacité d'identification, 190
Efficacité de déclenchement, 190, 191
Efficacité de reconstruction, 190
Empilement en temps, 131
Empilement hors temps, 131
Equation de renormalisation, 7
Erreur statistique, 261
Erreur systématique, 261
Expansion de quark lourd, 109

Fake rate, 190
FCNC, 110
Filtre de Kalman, 197
Fine tuning, 84
Fonction de contrainte, 283
Fonction de structure, 58
Force de signal, 280
FS, 49
FSR, 130
Fudge factor, 211

Gaudi, 263
Geant, 264
Graphe de Feynman, 17
Grille de calcul, 266

GRL : Good Run List, 246

Hard scattering, 130
Hit, 264
Hypothèse alternative, 280
Hypothèse d'universalité faible, 25
Hypothèse nulle, 280

Identification, 188
Interaction électromagnétique, 6
Interaction faible, 6
Interaction forte, 6
Interaction gravitationnelle, 6
Isolation, 219
Isospin, 10
ISR, 130

Jet, 9
Jet Vertex Fraction, 232

K factor, 58

Lagrangien, 16
LAr error flag, 248
LEP, 127
Lepton, 4
LHC, 127
Liberté asymptotique, 8
Librairie/Package, 263
Limite GZK, 101
Linéarité, 190
Loose, 188
Lumi Block Number, 133

Méthode $ABCD$, 255
Méthode data-driven, 189
Méthode de comptage et coupure, 281
Méthode Tag and probe, 191
Masse invariante, 252
Masse invariante transverse, 253
Matching, 188
Matrice S, 17
Matrix Element generator, 267
Medium, 188
Minimum Ionizing Particle, 223
Modèle Standard, 3
Monte-Carlo, 189
MPI, 130
Muon Standalone, 223

Nœud de grille, 266
Naturalité, 84
Noise burst, 245

Object Quality flag, 248

Périgée, 192
Package/Librairie, 263
Paramètre de nuisance, 281
Parameter Of Interest, 280
Parton, 9
Parton-Shower, 267
Photon cleaning, 248
Pile-Up, 131
Point d'opération, 190
Polarisation du vide, 9
POOL, 266
Présélection, 250
Prescale, 172
Probe, 191
Problème de hiérarchie, 83
Processing, 266
Processus chandelle, 254
Profondeur de gerbe, 199
Proto-jet, 226
Pseudo-expériences, 289
Punch-through, 237
Pureté de reconstruction, 190

QCD : Quantum Chromo Dynamics, 7
Quark, 4
Quarks de la mer, 13
Quarks de valence, 13

Région de contrôle, 239
Résolution en énergie, 189
Règle de Feynman, 16
Radiation douce, 226
Rapport de branchement, 56
RDO, 264
Reclustering, 196
Reconstruction, 187

Recovery, 187
Release, 263
Reprocessing, 266

S-shape, 206
Sélection, 250
Scale factor, 211
Scrubbing, 130
Secteur, 3
Section efficace, 17
Sideband, 255
Signal spurieux, 284
Simulation complète, 264
Simulation rapide, 264
Sliding window, 191
Split and Merge, 226
Stabilité colinéaire, 226
Stabilité infrarouge, 226
STVF, 243
Suppression de zéro, 187
SUSY, 84

Tag, 191, 263
Taux de mauvaise étiquetage, 238
Technical stop, 130
Technique d'embedding, 254
Technique multivariée, 251
Template, 254
Test statistique, 280
Théorême optique, 46
Tier, 266
Tier-0, 266
Tier-1, 266
Tier-2, 266
Tier-3, 266
Tight, 188
TMVA, 251
Topocluster, 187
Toys, 289
Transformation de jauge, 17
Transformation de Smirnov, 211
Transition supprimée de Cabibbo, 110
Trial factor, 297
Trigger, 171
TRT standalone, 193
Turn-on curve, 190

UFO, 130
Uncapped p_0, 288
Underlying Event, 130
Unfolding, 402
Uniformité, 190
Upgrade, 174

Variable discriminante, 251
Variable topologique, 251
Veto, 252
Vraisemblance, 280
Vraisemblance profilée, 281

WIMP, 94

Zero suppression, 187

LAL 15-30

UNIVERSITE PARIS-SUD XI

mémoire présenté

en vue d'obtenir

l'Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité : Physique des Particules

Recherche et découverte du boson de Higgs avec son mode de désintégration en paire de photons avec l'expérience ATLAS au LHC : une introduction

Tome 2 : Recherche expérimentale du Higgs, mesure du bruit de fond, de la direction des photons, résultats du canal $H \to \gamma\gamma$, travaux du candidat

Soutenue le 26/03/2015 par

Marc Escalier

Devant la Commission d'examen composée de MM. :

Achille Stocchi	*Président du jury*
Isabelle Wingerter-Seez	*Rapportrice*
Aleandro Nisati	*Rapporteur*
Paris Sphicas	*Rapporteur*
Louis Fayard	*Examinateur*
Guillaume Unal	*Examinateur*

Table des matières

Chapitre 5

La recherche expérimentale du Higgs et sa découverte

5.1 Introduction

La recherche du Higgs peut se faire de façon indirecte, en mesurant de façon précise des paramètres du Modèle Standard qui dépendent de la masse du Higgs, ou de façon directe, en recherchant la signature directe de la désintégration.

5.2 Recherche indirecte

Avant l'observation du boson de Higgs au LHC, l'analyse des données électrofaibles accumulées par l'accélérateur LEP et le Tevatron aboutit pour l'été 2011 à un ajustement global (Fig. 5.1) de la masse du Higgs de $m_H = 92^{+34}_{-26}\ GeV$ à 68 % de niveau de confiance, et une limite supérieure de 158 GeV à 95 % de niveau de confiance. Cette limite était de 185 GeV en prenant en compte la limite de la recherche directe de LEP.

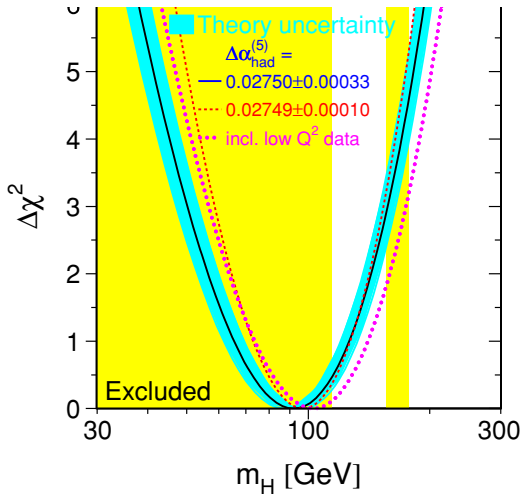
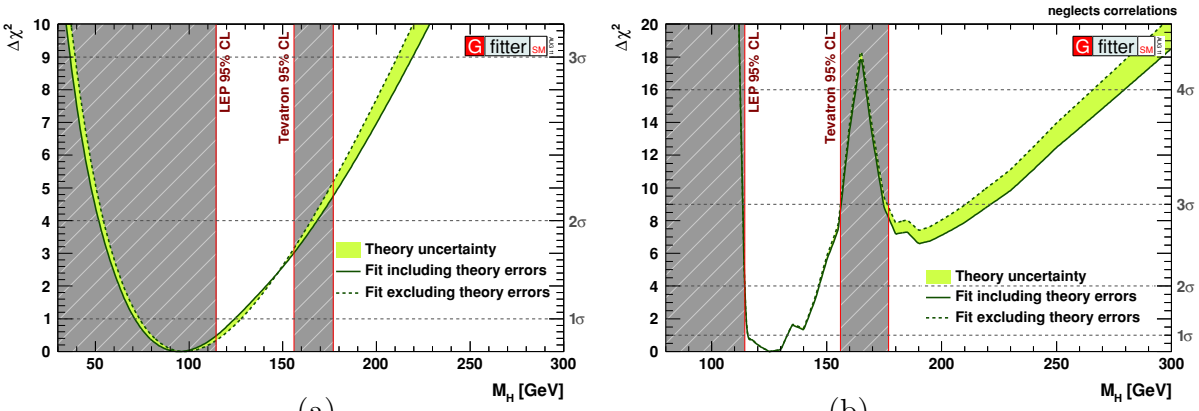


FIGURE 5.1 – *Ajustement global des données de LEP et du Tevatron pour la recherche indirecte du Higgs. Le résultat est* $m_H = 92^{+34}_{-26}\ GeV$ *avec un intervalle de confiance de 68 %. Source : [1].*

Le groupe de travail GFitter [2] réalise également la combinaison des mesures de précision des paramètres du Modèle Standard. Les résultats obtenus (Fig. 5.2) à l'été 2011 sont $m_H = 95^{+30}_{-24}\, GeV$ pour l'ajustement standard et $m_H = 125^{+8}_{-10}\, GeV$ pour l'ajustement complet prenant en compte la limite de la recherche directe de LEP.



(a) (b)

FIGURE 5.2 – *Ajustement de la masse du Higgs sur les données expérimentales de LEP, du Tevatron et d'une partie des données du LHC, pour l'ajustement standard (a) et complet (b). Source : [3].*

5.3 Recherche à LEP

A la première phase (LEP1) de fonctionnement de l'accélérateur électron-positron LEP, la recherche du Higgs aboutit à [4–7] une limite à 95 % de niveau de confiance sur la masse du Higgs de $m_H \geq 65,6\, GeV$. Le bruit de fond est constitué principalement par les événements de jets provenant de la production d'une paire de W, Z ou de quarks avec radiations de gluons. Les jets sont moins bien mesurés que les leptons, de sorte que la fenêtre de masse du canal $bbjj$ est typiquement plus grande que celle de $bbll$. Ainsi, la hiérarchie de rapports d'embranchement du Z en paires de quarks et de leptons peut être compensée par le fait que ce deuxième canal nécessite une fenêtre en masse plus faible, avec un bruit de fond plus faible. Dans le cas du canal ZH sans énergie manquante, comme l'impulsion du Z final contre-balance l'impulsion du Higgs, la masse de celui-ci peut être reconstruite sans utiliser ses produits de désintégration [1] :

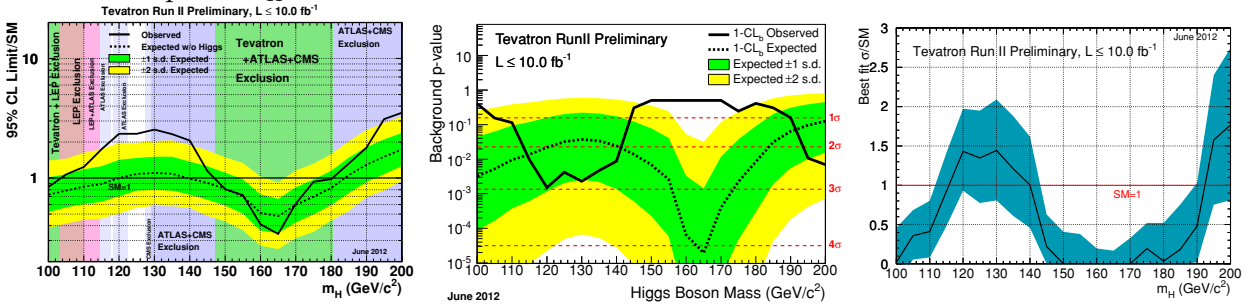
$$m_H^2 = s - 2\sqrt{s}E_Z + M_Z^2 \tag{5.1}$$

A LEP 2 la limite obtenue est [8–12] $m_H \geq 114,4\, GeV$ à 95 % de niveau de confiance.

1. A partir du quadrivecteur énergie-impulsion : $s = (p_Z + p_H)^2 = m_Z^2 + m_H^2 + 2E_Z E_H - 2\vec{p}_Z \cdot \vec{p}_H$
Or $\vec{p}_Z = -\vec{p}_H$ d'où $s = m_H^2 - m_Z^2 + 2E_Z^2 + 2E_Z\sqrt{m_H^2 - m_Z^2 + E_Z^2}$
Il apparaît l'équation du second degré : $(m_H^2 - m_Z^2)^2 - 2s(m_H^2 - m_Z^2) + s^2 - 4sE_Z^2 = 0$
de discriminant réduit $\Delta' = s^2 - (s^2 - 4sE_Z^2) = (2\sqrt{s}E_Z)^2$, soit $m_H^2 = m_Z^2 + s \pm 2\sqrt{s}E_Z$.
La solution de plus faible valeur est choisie pour raison physique puisque la masse doit être inférieure à l'énergie disponible dans le centre de masse : $m_H^2 = m_Z^2 + s - 2\sqrt{s}E_Z$

5.4 Recherche au Tevatron

Les résultats de recherche directe du Tevatron dans le secteur du Higgs avec de l'ordre de 10 fb^{-1} [13] sont présentés sur la figure 5.3, excluant à 95 % l'existence du boson de Higgs dans la région en masse $m_H \in [100; 103]U[147; 180]$ GeV. Un excès de $3,0$ σ est observé pour $m_H = 120$ GeV.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.3 – *(a) Limite supérieure à 95% de niveau de confiance de la section efficace de production du Higgs standard, (b) compatibilité avec l'hypothèse bruit de fond et (c) ajustement de la force de signal pour le Modèle Standard, obtenues par la combinaison des expériences CDF et D0. Source : [13].*

5.5 Recherche du Higgs standard au LHC

Les canaux de recherche sont séparés suivant le domaine de masse : masse faible, intermédiaire ou haute, dont la frontière est floue et variant suivant l'accélérateur, puisque le domaine de masse exploré au LHC est plus grand que celui du Tevatron, simple résultante de l'énergie plus grande de l'un par rapport à l'autre. Au Tevatron, traditionnellement, sont qualifiés de masse légère ou lourde les domaines $m_H < 135$ GeV et $m_H > 135$ GeV, correspondant approximativement à l'intersection des courbes de rapports d'embranchement de $H \to bb$ et $H \to WW$, la région intermédiaire étant un domaine flou restreint autour de la valeur 135 GeV.

Au LHC, sont qualifiés de masse légère, intermédiaire, lourde, les domaines $m_H < 150$ GeV, $150 < m_H < 300$ GeV, $m_H > 300$ GeV. Avec le potentiel de découverte plus important au LHC, ces appellations ont pris le pas sur celles du Tevatron, avec un flou sémantique dans chaque communauté. Au LHC, les canaux de désintégration prometteurs sont $H \to \gamma\gamma$, $H \to \tau\tau$, $H \to bb$ pour les régions de basse masse, $H \to WW \to l\nu l\nu$, $H \to ZZ \to llll$ pour tout le domaine, $H \to WW \to l\nu qq$, $H \to ZZ \to ll\nu\nu$, $H \to ZZ \to llqq$ pour les régions intermédiaire et de haute masse. Le canal $H \to c\bar{c}$ n'est pas considéré dans un premier temps car il nécessite un excellent étiquetage des jets de c pour les séparer des jets de b. Le canal $H \to \mu\mu$ est très propre mais de très faible rapport d'embranchement, donc considéré pour de grandes luminosités intégrées. Pour la recherche de production double du boson de Higgs, les canaux prometteurs, permettant un bon compris pour réduire le bruit de fond et avoir un niveau de signal suffisant, sont $HH \to b\bar{b}\gamma\gamma$, $HH \to b\bar{b}\tau^+\tau^-$, $HH \to b\bar{b}W^+W^-$, $HH \to W^+W^-\tau^+\tau^-$. Le canal $HH \to b\bar{b}b\bar{b}$ est également envisagé.

Les propriétés des principaux canaux sont résumées dans le tableau 5.1.

	final state	background		possible cuts to reduce background
$H \to bb$	$l\nu(W)\ bb(H)$	primary :	tt	veto light jets ; 1 isol. lepton
			QCD multijets	$MET > thr$; $m_T(l,\nu) > thr$; $= 2\ b$ jets
			$W + j$	$= 2\ b$ jets
	$m_H \in [110\ ;130]\ GeV$	secondary :	$Z + j$	1 isol. l ; $MET > thr$; $= 2\ b$ jets
			WW	$= 2\ b$ jets
			WZ	$= 2\ b$ jets
	$ll(Z)\ bb(H)$	primary :	$Z + j$	$= 2\ b$ jets
		secondary :	$tt,\ 1 - t$	$m_{ll} \approx m_Z$; $MET < thr$; $= 2\ b$ jets
	$m_H \in [110\ ;130]\ GeV$		$WZ,\ ZZ$	$= 2\ l$; $= 2\ b$ jets
	$\nu\nu(Z)\ bb(H)$	primary :	$Z + j$	veto charged lepton ; veto light jet
			tt	veto charged lepton ; veto light jet
	$m_H \in [110\ ;130]\ GeV$		$W + j$	$= 2\ b$ jets ; veto charged lepton, veto light jet
			$WZ,\ ZZ$	$= 2\ b$ jets
	$tt\ bb(H)$	primary :	$ttjj$	$= 4\ b$ jets
	$m_H \in [110\ ;140]\ GeV$	secondary :	$W + j$	$= 4\ b$ jets ; $m_T(l,\nu) > thr$
$H \to \tau\tau$	$ll\ 4\nu$	primary :	$Z + j$	$MET > thr,\ thr_1 < m_{ll'} < thr_2$
		secondary :	$tt,\ 1 - t$	2 OS leptons
	$m_H \in [100\ ;150]\ GeV$		$WW,\ WZ,\ ZZ$	$thr_1 < m_{ll'} < thr_2$
	$l\tau_{had}\ 3\nu$	primary :	$Z + j$	$MET > thr$, 1 lepton
		secondary :	$W + j$	$m_T(l, MET) < thr$
	$m_H \in [100\ ;150]\ GeV$		$tt,\ 1 - t$	$= 1$ lepton, $m_T(l, MET) < thr$
	$\tau_{had}\tau_{had}\ 2\nu$	primary :	$Z + j$	$= 2\ OS\ \tau_{had}$, $MET > thr$
		secondary :	QCD multijets	$= 2\ OS\ \tau_{had}$, $MET > thr$
	$m_H \in [100\ ;150]\ GeV$			
$H \to \mu\mu$	$\mu\mu$	primary :	$Z + j$	$m_{\mu\mu} > thr$
		secondary :	tt, WW, WZ, ZZ	$MET < thr$
	$m_H \in [110\ ;150]\ GeV$			
$H \to \gamma\gamma$	$\gamma\gamma$	primary :	$\gamma\gamma$	cut p_T
	$m_H \in [110\ ;150]\ GeV$	secondary :	$\gamma j,\ jj$	tight γ
$H \to Z\gamma$	$Z\gamma$	primary :	$Z\gamma$	
	$m_H \in [120\ ;150]\ GeV$	secondary :	$Z + j$, $W + j$, top, FSR	1 γ, $\Delta R_{l\gamma} > m_Z$, $m_{ll\gamma} > m_Z - 10\ GeV$
$H \to WW$	$l\nu\ l\nu$	primary :	WW	$\Delta\phi_{ll} < thr$; $m_{ll} < thr$; $m_{jj} \in m_W$
			$Z + j$	$\lvert m_Z - m_{ll}\rvert > thr$ (if same flavor), $MET > thr$
			top	$< 2\ j$; $m_{ll} < thr$
	$m_H \in [110\ ;600]\ GeV$	secondary :	$W + j$	2 l, isolated, opposite signs
			$WZ,\ ZZ$	$\lvert m_Z - m_{ll}\rvert > thr$ (if same flavor)
	$l\nu\ qq$	primary :	$W + j$	$\Delta R_{jj} < thr$; 1 l ; $MET > thr$
		secondary :	$Z + j$	veto 2 l ; $MET > thr$
			QCD multijets	veto 2 l ; $MET > thr$
	$m_H \in [300\ ;600]\ GeV$		top	$= 1\ l$; veto b jets
			$WW,\ WZ,\ ZZ$	$= 1\ l$; $MET > thr$
	$l\nu(W)\ l\nu l\nu(H)$	primary :	$Z + j$	$MET > thr$; $= 3\ l$
			$W\gamma^*$	$m_{ll} > thr$
			$WZ,\ ZZ$	$= 3\ l$; $MET > thr$; $\lvert m_{ll} - m_Z\rvert > thr$; $\Delta R_{ll} < thr$
	$m_H \in [110\ ;200]\ GeV$	secondary :	top	≤ 1 jet ; veto b jet
			WW	$= 3\ l$
	$ll(Z)\ l\nu l\nu(H)$	primary :	ZWW	
		secondary :	$Z(Z^{(*)}/\gamma^*)$	isolation leptons ; $MET > thr$
			$W(Z/\gamma^{(*)}) + j$	isolation leptons
			$Z + j$	isolation leptons, $MET > thr$
			$t\bar{t}W$	one pair $\lvert m_{ll} - m_Z\rvert < thr$
	$m_H \in [110\ ;200]\ GeV$		$WW + j$	isolation leptons ; one pair $\lvert m_{ll} - m_Z\rvert < thr$
			$ZZ^{(*)} \to llll$	$MET > thr$; isolation leptons ; one pair $\lvert m_{ll} - m_Z\rvert > thr$
			$t\bar{t}Z$	veto b $jets$
$H \to ZZ$	$ll\ ll$	primary :	$ZZ^{(*)}$	
		secondary :	$Z + j$	2 pairs OS same flavor isol. leptons, imp. param.$< thr$
	$m_H \in [110\ ;600]\ GeV$		tt	2 pairs OS same flavor isol. leptons, imp. param.$< thr$
	$ll\ \nu\nu$	primary :	$Z + j$	
		secondary :	t	$\lvert m_{ll} - m_Z\rvert < thr$; veto b jet
			W	$\lvert m_{ll} - m_Z\rvert < thr$; $= 2\ l$
	$m_H \in [200\ ;600]\ GeV$		QCD multijets	$\lvert m_{ll} - m_Z\rvert < thr$; $= 2\ l$
	$ll\ qq$	primary :	$Z + j$	
		secondary :	top	$MET < thr$; $\lvert m_{ll} - m_Z\rvert < thr$; $\lvert m_{jj} - m_Z\rvert < thr$
			$ZZ,\ WZ,\ WW$	$= 2$ leptons ; $\lvert m_{ll} - m_Z\rvert < thr$; $\lvert m_{jj} - m_Z\rvert < thr$
	$m_H \in [200\ ;600]\ GeV$		QCD multijets	$\lvert m_{ll} - m_Z\rvert < thr$; $\lvert m_{jj} - m_Z\rvert < thr$

Tableau 5.1 – *Principaux canaux et bruits de fond pour la recherche du Higgs standard. La notation l signifie lepton chargé. Les informations sont délibérément écrites en anglais.*

Dans les paragraphes suivants les stratégies typiques de sélection, pouvant varier avec le temps pour une même analyse, sont décrites.

5.6 Le canal $H \to b\bar{b}$

Pour l'hypothèse d'une masse faible du Higgs, typiquement inférieure à deux fois celle du W, la désintégration $H \to b\bar{b}$ présente le plus grand rapport d'embranchement. Cependant, la recherche inclusive dans ce canal est trop difficile aux collisionneurs hadroniques en raison du bruit de fond QCD supérieur au signal par de multiples ordres de grandeur, avec en outre une résolution en énergie des jets moindre que celle pour d'autres objets comme les leptons. La production associée avec un boson vecteur W ou Z en signature leptonique (e ou μ) ou avec de l'énergie transverse manquante est davantage prometteuse par la réduction du bruit de fond. La production ttH utilise une signature d'un lepton issu d'un W de la désintégration d'un top et une haute multiplicité de jets.

5.6.1 Le canal $W(\to l\nu)H(\to b\bar{b})$

Le bruit de fond principal est constitué de quarks top produits par paire, de processus QCD multijets et $W + j$ où une mauvaise identification de jets peut contribuer à reconstruire un lepton ou créer de l'énergie transverse manquante. Le bruit de fond secondaire est la production de $Z + j$ et dibosons. La sélection requiert exactement un lepton isolé de saveur e ou μ afin de diminuer le bruit de fond tt et Z. Une multiplicité de jets, étiquetés b, d'exactement deux est requise, tandis qu'un veto sur la présence de jets légers permet de réduire le bruit de fond de top. Une isolation des leptons permet de supprimer les faux leptons issus de désintégration semi-leptonique de b. Pour supprimer davantage ces désintégrations semi-leptoniques, une coupure est effectuée sur le parametre d'impact transversal et longitudinal. Une coupure minimale sur l'énergie transverse manquante permet de réduire le bruit de fond de Z et QCD multijets. Une coupure minimale sur la masse transverse du couple (lepton ; énergie transverse manquante) permet de supprimer le bruit de fond QCD multijets. La variable discriminante finale est la masse invariante de la paire de jets étiquetés b. La figure 5.4 présente un candidat $W(\to l\nu)H(\to bb)$.

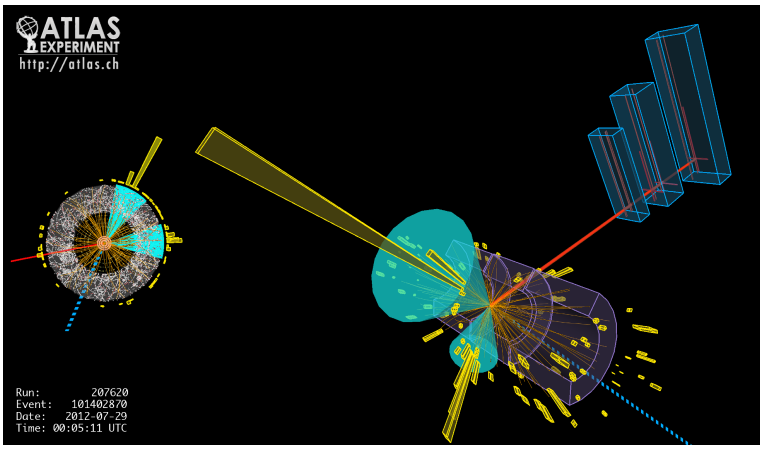


FIGURE 5.4 – *Visualisation d'un événement candidat à la désintégration $W(\to l\nu)H(\to bb)$. Les jets, le muon et l'énergie transverse manquante sont représentés respectivement par les cônes de couleur turquoise, la trace de couleur rouge, et la ligne en pointillé. Source : [14].*

5.6.2 Le canal $Z(\rightarrow ll)H(\rightarrow b\bar{b})$

Le canal $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ est caractérisé par la présence d'exactement deux leptons chargés de même saveur, de masse invariante compatible avec la masse du boson Z, et d'exactement deux jets étiquetés b. Cette signature est identique au canal inclusif $H \rightarrow ZZ \rightarrow llbb$ pour $m_H > 2m_H$, l'indépendance statistique entre ces deux canaux étant assurée par le domaine de masse exploré. Le bruit de fond principal est la production $Z + j$ avec des jets légers ou de b. Le bruit de fond secondaire est la production de top, de dibosons pour lequel un boson se désintègre en jets de b, l'autre en mode leptonique. Une contrainte de charges opposées des leptons est requise sauf pour le canal électrons afin de ne pas diminuer l'efficacité de sélection en raison des pertes d'énergie plus importantes par interaction avec la matière dans le détecteur interne et la formation précoce de la gerbe électromagnétique. En particulier, peuvent exister des configurations où un électron du Z rayonne un photon se convertissant en paire électron-positron, ce positron ayant le même signe que son homologue issu du Z. Une coupure maximale sur l'énergie transverse manquante permet de réduire le bruit de fond $t\bar{t}$. Une isolation des leptons permet de supprimer les désintégrations semi-leptoniques de b. La variable discriminante finale est la masse invariante de paire de jets étiquetés b. La figure 5.5 présente un candidat $Z(\rightarrow l^+l^-)H(\rightarrow bb)$.

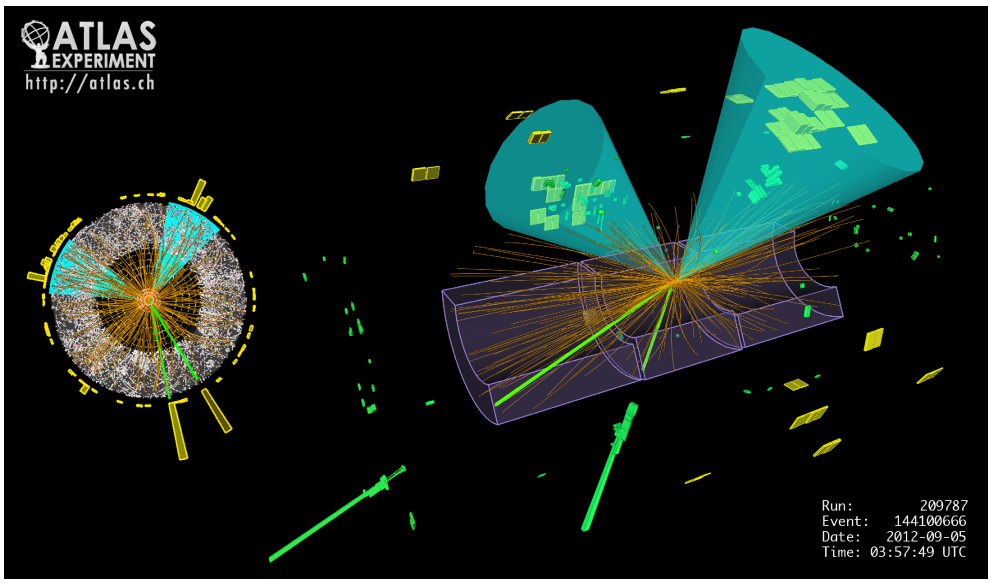


FIGURE 5.5 – *Visualisation d'un événement candidat à la désintégration $Z(\rightarrow l^+l^-)H(\rightarrow bb)$. Les jets de b et les électrons sont représentés respectivement par les cônes de couleur turquoise et les traces de couleur verte. Source : [14].*

5.6.3 Le canal $Z(\to \nu\bar{\nu})H(\to b\bar{b})$

Ce canal inclut l'autre mode $W(\to l\nu)H(\to bb)$ dans le cas où le lepton de la désintégration du W n'est pas reconstruit ou identifié. Le bruit de fond principal est la production $Z+j$, top, $W+j$ et dibosons. La sélection requiert exactement deux jets étiquetés b, un veto sur la présence d'un lepton chargé ou de jets additionnels, permettant de supprimer le bruit de fond de top, et de l'énergie transverse manquante. La variable discriminante finale est la masse invariante de paire de jets étiquetés b. La figure 5.6 présente un candidat $Z(\to \nu\bar{\nu})H(\to bb)$.

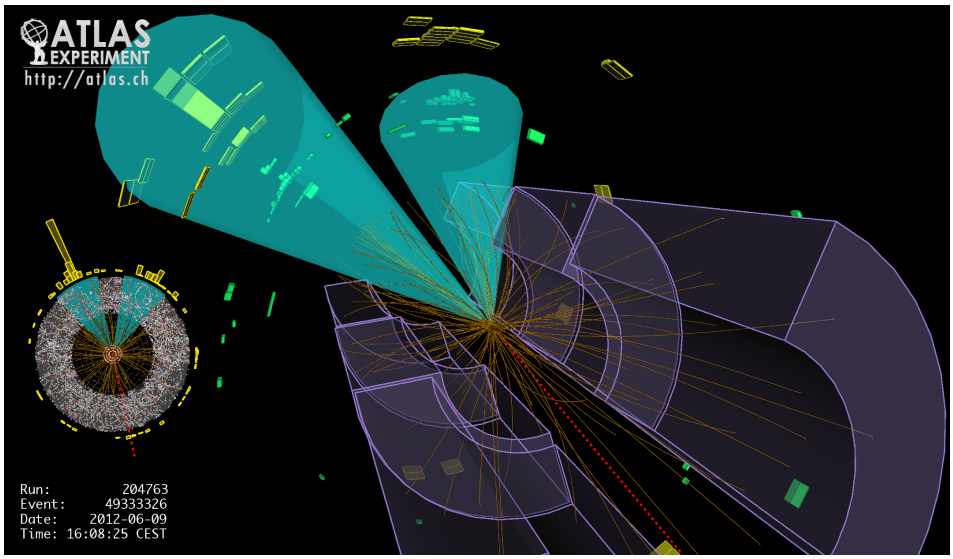


FIGURE 5.6 – *Visualisation d'un événement candidat à la désintégration $Z(\to \nu\bar{\nu})H(\to bb)$. Les jets de b et l'énergie transverse manquante sont représentés respectivement par les cônes de couleur turquoise et la ligne en pointillé. Source : [14].*

5.6.4 Le canal $t\bar{t}H(\to b\bar{b})$

Le bruit de fond principal provient de la production de top. Le canal $t\bar{t}H(\to b\bar{b})$ repose sur la présence de deux quarks top pour diminuer de façon considérable le bruit de fond. Les états finals sont distingués par la désintégration des W issus des quarks top. Trois canaux sont distingués en fonction de la désintégration des W issus du top : le canal tout hadronique (hh), de bon rapport d'embranchement (43 %) mais avec un bruit de fond important, le canal tout leptonique (ll) caractérisé par un rapport d'embranchement faible (5 %) et une importante énergie transverse manquante due aux neutrinos, empêchant la reconstruction des quarks top, et enfin le canal semi-leptonique (lh), de rapport d'embranchement modéré (28 %) et de bruit de fond intermédiaire. Le canal semi-leptonique est le plus prometteur [2], en excluant le cas des leptons τ pour lequel le bruit de fond QCD est trop important.

2. Mais le canal tout leptonique est exploré par ATLAS.

La signature expérimentale (Fig. 5.7) est la présence d'exactement un lepton chargé isolé, de l'énergie transverse manquante, une grande multiplicité (six) de jets, dont quatre étiquetés b.

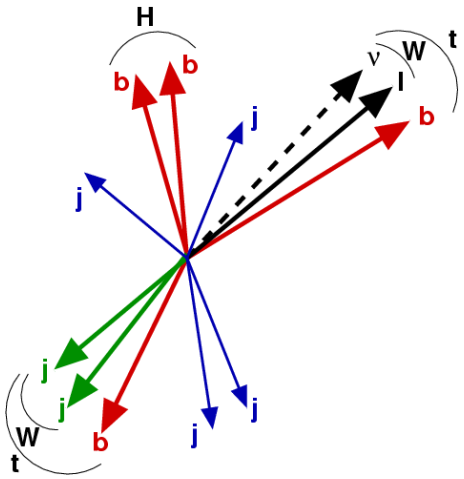


FIGURE 5.7 – *Signature expérimentale du canal $t\bar{t}H$. Source : [15].*

En fait, au niveau de la sélection, le critère de nombre de jets n'est pas aussi strict pour ne pas trop diminuer l'efficacité de sélection. Les masses invariantes des couples ou triplets de particules bb ou $bl\nu$ doivent être compatibles avec celle du quark top, ce qui permet de diminuer le bruit de fond combinatoire lié aux différentes associations possibles. Le bruit de fond principal est la production $t\bar{t}$ avec 2 jets supplémentaires, suivi de $W + j$. Une isolation des leptons permet de réduire le bruit de fond d'électrons et muons non directs. Une masse minimale transverse permet de réduire le bruit de fond issu du W. Une variable discriminante finale typique est la masse invariante de paire de b, mais la somme scalaire de p_T de jets peut également être utilisée.

5.6.5 Higgs boosté dans le canal $W(\rightarrow l\nu)H(\rightarrow b\bar{b})$

Une amélioration possible pour la recherche du canal $H \rightarrow bb$ est la recherche d'un Higgs boosté avec une impulsion transverse au moins égale à de l'ordre de 200 GeV. Bien que réduisant environ 95 % du signal, le bruit de fond est diminué davantage. Par la coupure importante en impulsion transverse, l'angle entre les jets de b diminue, créant une sous-structure de jet pour le signal. Le bruit de fond principal est la production de paire de top. Le bruit de fond secondaire est le processus $W + j$. La production WW contribue également au bruit de fond. La sélection requiert la présence d'un candidat $W \rightarrow l\nu$ de très grand p_T.

5.7 Le canal $H \to \tau^+\tau^-$

Puisque le bruit de fond QCD est très important au LHC, une stratégie possible de recherche est de considérer des désintégrations rares du Higgs vers des objets électrofaibles, pour lequel le bruit de fond QCD est atténué. La désintégration en paire de τ possède un rapport d'embranchement élevé (environ 7 %) mais un bruit de fond QCD conséquent, pouvant être réduit par la restriction aux désintégrations leptoniques des τ. Le bruit de fond principal est $Z/\gamma^* \to \tau\tau/ll$. Le bruit de fond secondaire est la production de top par paire ou célibataire, et les di-bosons. Requérir une impulsion importante permet de rapprocher l'énergie transverse manquante des parties visibles des τ, donc d'améliorer la résolution en masse invariante. La contrainte de l'existence d'énergie transverse manquante et de jets permet de supprimer le bruit de fond QCD et de $Z/\gamma^* \to ll(e,\mu)$.

Malgré la présence d'énergie transverse manquante dans l'état final, la masse invariante de paires de τ peut être reconstruite [3], dans l'approximation dite collinéaire, justifiée par la poussée vers l'avant des τ par le rapport $m_H/2m_\tau \gg 1$, pour laquelle les produits de désintégration de chaque τ sont collinéaires avec leur partie visible dans le référentiel du laboratoire. Les neutrinos émis lors de la désintégration d'un τ ont donc approximativement la même direction que le lepton chargé. Pour éviter un système d'équations non indépendant lorsque les τ sont dos à dos, une coupure minimale sur $\cos\Delta\phi_{\tau\tau}$ est requise. Des alternatives sont la masse effective utilisant notamment l'énergie transverse manquante mais aussi la technique de Missing Mass Calculator [16], qui est une version plus sophistiquée de l'approximation collinéaire, en requérant des orientations relatives entre les neutrinos et produits de désintégrations compatibles avec la masse et propriétés cinématiques du lepton τ, en maximisant une probabilité.

Pour le canal purement leptonique $H \to \tau\tau \to ll + 4\nu$, la sélection requiert la présence d'exactement deux leptons isolés de charges opposées de saveur e ou μ ($N_e + N_\mu = 2$), de masse invariante supérieure à un seuil faible, ce qui supprime le Υ et en excluant la région

3. $\vec{p}^{\,l_1} = \chi_1 \vec{p}^{\,\tau_1}$, $\vec{p}^{\,l_2} = \chi_2 \vec{p}^{\,\tau_2}$. où on a introduit $\vec{p}_T^{\,l_1} = \chi_1 \vec{p}_T^{\,\tau_1}$, $\vec{p}_T^{\,l_2} = \chi_2 \vec{p}_T^{\,\tau_2}$

$M_{\tau_1\tau_2} = \sqrt{\frac{2E_T^{\tau_1} E_T^{\tau_2}[\cosh(\eta_{l_1}-\eta_{l_2}) - \cos(\phi_{l_1}-\phi_{l_2})]}{\chi_1\chi_2}}$

On peut décomposer l'impulsion de chaque tau en ses contributions visible et invisible :
$p_x^{\tau_1} = p_x^{l_1} + p_x^{\nu_1}$, $p_x^{\tau_2} = p_x^{l_2} + p_x^{\nu_2}$
$p_y^{\tau_1} = p_y^{l_1} + p_y^{\nu_1}$, $p_y^{\tau_2} = p_y^{l_2} + p_y^{\nu_2}$

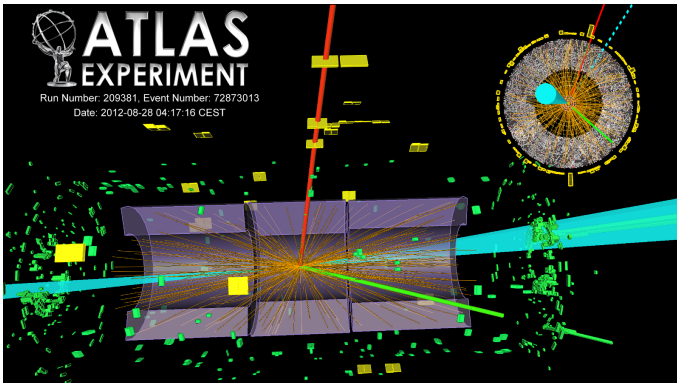
L'énergie transverse manquante provient des neutrinos. On peut donc écrire :
$E_x^{miss} = p_x^{\nu_1} + p_x^{\nu_2}$, $E_y^{miss} = p_y^{\nu_1} + p_y^{\nu_2}$

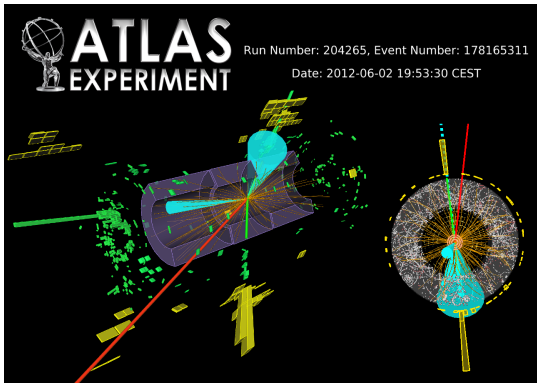
On peut alors exprimer les contributions d'énergie transverse manquante suivant chaque axe en fonction des quantités précédentes :
$E_x^{miss} = p_x^{\,l_1}\frac{1-\chi_1}{\chi_1} + p_x^{\,l_2}\frac{1-\chi_2}{\chi_2}$ $\qquad$ $E_y^{miss} = p_y^{\,l_1}\frac{1-\chi_1}{\chi_1} + p_y^{\,l_2}\frac{1-\chi_2}{\chi_2}$

On trouve alors : $\chi_1 = \frac{p_x^{l_1}p_y^{l_2} - p_x^{l_2}p_y^{l_1}}{p_y^{l_2}(p_x^{l_1}+E_x^{miss}) - p_x^{l_2}(p_y^{l_1}+E_y^{miss})}$ $\qquad$ $\chi_2 = \frac{p_x^{l_1}p_y^{l_2} - p_x^{l_2}p_y^{l_1}}{p_x^{l_1}(p_y^{l_2}+E_y^{miss}) - p_y^{l_1}(p_x^{l_2}+E_x^{miss})}$

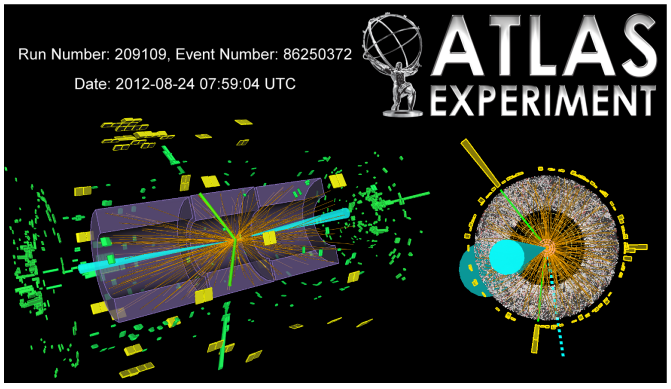
en masse du Z afin de le supprimer. Une coupure minimale sur l'angle $\Delta\phi_{ll}$ peut permettre de réduire le bruit de fond de top lorsqu'il peut être dangereux pour les canaux ee et $\mu\mu$. Pour le canal $H \to \tau\tau \to e/\mu\ \tau_{had} + 3\nu$, la sélection requiert exactement un électron isolé ou un muon, ce qui permet de supprimer le bruit de fond de $Z/\gamma^* \to l^+l^-$ $(l = e, \mu)$ et de top, et un candidat τ_{had} de charge opposée, de l'énergie transverse manquante pour supprimer le bruit de fond QCD et $Z/\gamma^* \to l^+l^-$ $(l = e, \mu)$. Un seuil maximal pour la masse transverse $\{l; MET\}$ permet de supprimer le bruit de fond $W + j$ et $t\bar{t}$. Pour le canal $H \to \tau\tau \to \tau_{had}\tau_{had}$, le bruit de fond secondaire est la production QCD multijets. La sélection requiert l'absence de leptons, exactement deux τ hadroniques de charges opposées, ce qui permet de supprimer le bruit de fond de Z, W et QCD et un veto sur les leptons chargés. Une coupure minimale sur l'énergie transverse manquante permet de supprimer le bruit de fond QCD et de Z. La figure 5.8 présente des candidats $H \to \tau\tau$.

(a)





(b)



(c)

FIGURE 5.8 – *Visualisation d'événements candidats à la désintégration $H \to \tau^+\tau^-$:*
(a) : $H \to \tau_{lep}\tau_{lep}$. Les jets, l'électron, le muon et l'énergie transverse manquante sont représentés respectivement par les cônes de couleur turquoise, les traces de couleur verte et rouge, et la ligne en pointillé.
(b) : $H \to \tau_{lep}\tau_{had}$. Les jets, le tau hadronique, le muon et l'énergie transverse manquante sont représentés respectivement par les cônes de couleur turquoise, les traces de couleur verte et rouge, et la ligne en pointillé.
(c) : $H \to \tau_{had}\tau_{had}$. Les jets, les taux hadroniques et l'énergie transverse manquante sont représentés respectivement par les cônes de couleur turquoise, les traces de couleur verte, et la ligne en pointillé. Source : [17].

5.8 Le canal $H \to \mu\mu$

Le canal $H \to \mu\mu$ possède un état final propre permettant la mesure de la désintégration du Higgs vers la deuxième génération. Le bruit de fond principal, irréductible, est $Z/\gamma^* \to \mu\mu$. Le bruit de fond secondaire est la production de top et de di-bosons. La sélection requiert deux muons de même saveur, de charges opposées. Une coupure sur la masse invariante de muons peut supprimer le Z. Une coupure sur l'énergie transverse manquante peut réduire le bruit de fond de top.

5.9 Le canal $H \to \gamma\gamma$

Le canal $H \to \gamma\gamma$ est le plus prometteur pour la région de basse masse $110 - 150\ GeV$. Par le choix d'un calorimètre électromagnétique segmenté en compartiments longitudinaux et de granularité fine, une excellente résolution en énergie et une direction précise sont obtenues pour les photons, permettant une bonne résolution sur la masse invariante du signal. Le bruit de fond principal, après identification et isolation des photons, est le bruit de fond irréductible de di-photons, suivi par le bruit de fond γj, jj et Drell-Yan, pour lesquels un ou deux jets ou des électrons sont confondus en photons. La figure 5.9 présente un candidat $H \to \gamma\gamma$.

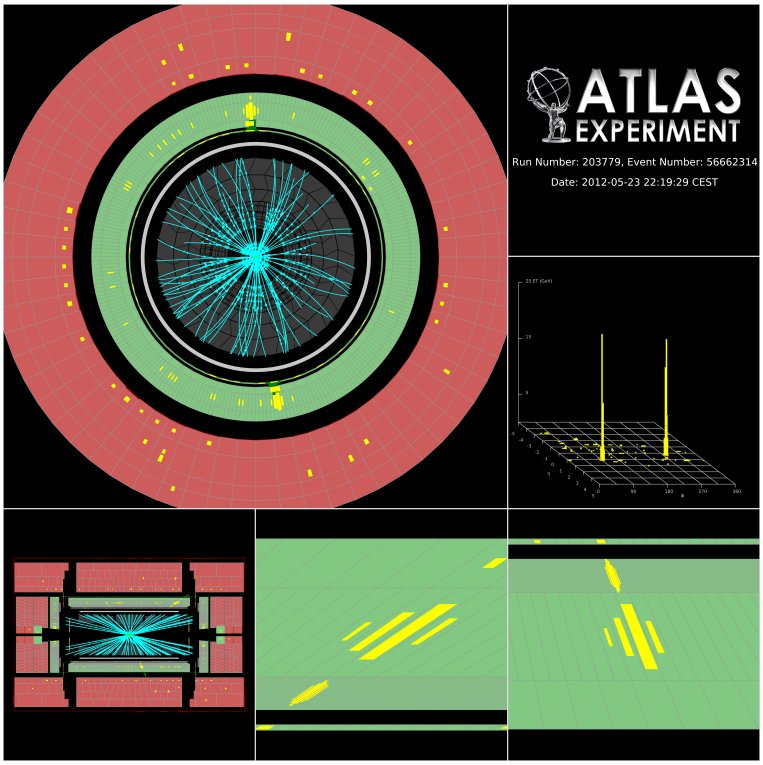


FIGURE 5.9 – *Visualisation d'un événement candidat à la désintégration $H \to \gamma\gamma$. Les photons sont représentés par les dépôts d'énergie, représentés en jaune, dans le calorimètre électromagnétique représenté en vert. Source : [18].*

5.10 Le canal $H \to Z\gamma$

Le canal $H \to Z\gamma$, de plus faible rapport d'embranchement que $H \to \gamma\gamma$, est considéré dans la région de masse $120 - 150\ GeV$. Le bruit de fond primaire est $Z + \gamma$. Le bruit de fond secondaire est la production inclusive W ou Z et le top. La sélection requiert deux leptons isolés, de saveurs identiques, de charges opposées, séparés d'un photon énergétique, isolé. Le seuil en énergie du photon et une distance minimale $\Delta R_{l\gamma}$ entre lepton et photon permet de réduire les contributions de bruit de fond de FSR comme $Z \to ll\gamma$. Une coupure sur la significance du paramètre d'impact des traces permet de réduire le bruit de fond de particules secondaires. Le vertex est choisi comme celui de plus grande somme de p_T^2 de traces. La masse invariante des deux leptons formant la masse la plus proche au Z, est requise à être supérieure à un seuil typiquement de 10 GeV de moins que la masse du Z, afin de rejeter le bruit de fond de FSR, ce qui rend également négligeable la contribution de $H \to \gamma\gamma$ avec des conversions de photons, et réduit également les contributions FSR de $H \to \mu\mu$ mais aussi de $H \to ee$, bien que ce dernier signal non considéré dans ce canal, est négligeable en raison du couplage du Higgs proportionnel à la masse des fermions. Une variable finale discriminante comme la masse invariante à trois corps l, l, γ est possible, ou encore $\Delta m = m_{ll\gamma} - m_{ll}$ qui rend négligeable l'incertitude systématique d'échelle d'énergie des leptons et est insensible aux radiations dans l'état final. Différents processus contribuent à l'état final : $H \to Z\gamma$ proprement dit, mais aussi $H \to ll^* \to ll\gamma$, $H \to \gamma\gamma^* \to \gamma ll$. Ces deux dernières contributions sont très faibles, de sorte que la variable Δm, qui permet de réduire leur contribution, est équivalente à la masse invariante classique. Ainsi, pour l'établissement de limites, lorsque l'erreur statistique est largement dominante, il est plus intuitif d'utiliser la masse invariante sans soustraction.

5.11 Le canal $H \to WW$

Le rapport d'embranchement $H \to WW$ augmente vers le seuil de production de paire de W pour une masse autour de 160 à 180 GeV.

5.11.1 Le canal $H \to WW^{(*)} \to l\nu l\nu$

Pour ce canal, apportant la plus grande sensibilité sur un domaine de masse étendu, le bruit de fond principal est constitué de WW, $Z + j$, top. Le bruit de fond secondaire est constitué de $W + j$ et dibosons. La sélection requiert exactement deux leptons isolés de charges opposées, ce qui permet de supprimer le bruit de fond QCD et $W + j$, de l'énergie transverse manquante, ce qui permet de supprimer le bruit de fond QCD et Drell-Yan. Dans le cas de leptons de même saveur, une coupure sur la masse di-leptons permet de supprimer le bruit de fond de Υ et de Z. Lorsqu'aucune catégorisation n'est faite en termes de jets, la multiplicité de jets est requise à être inférieure à 2, ce qui permet de supprimer le bruit de fond de top. Pour tenir compte des corrélations de spin des W pour le Higgs, ce qui tend à rendre collinéaires les leptons de la désintégration,

une ouverture maximale $\Delta\phi_{ll}$ est requise. La variable discriminante finale est la masse transverse de paire de leptons. La figure 5.10 présente un candidat $H \to WW^{(*)} \to l\nu l\nu$.

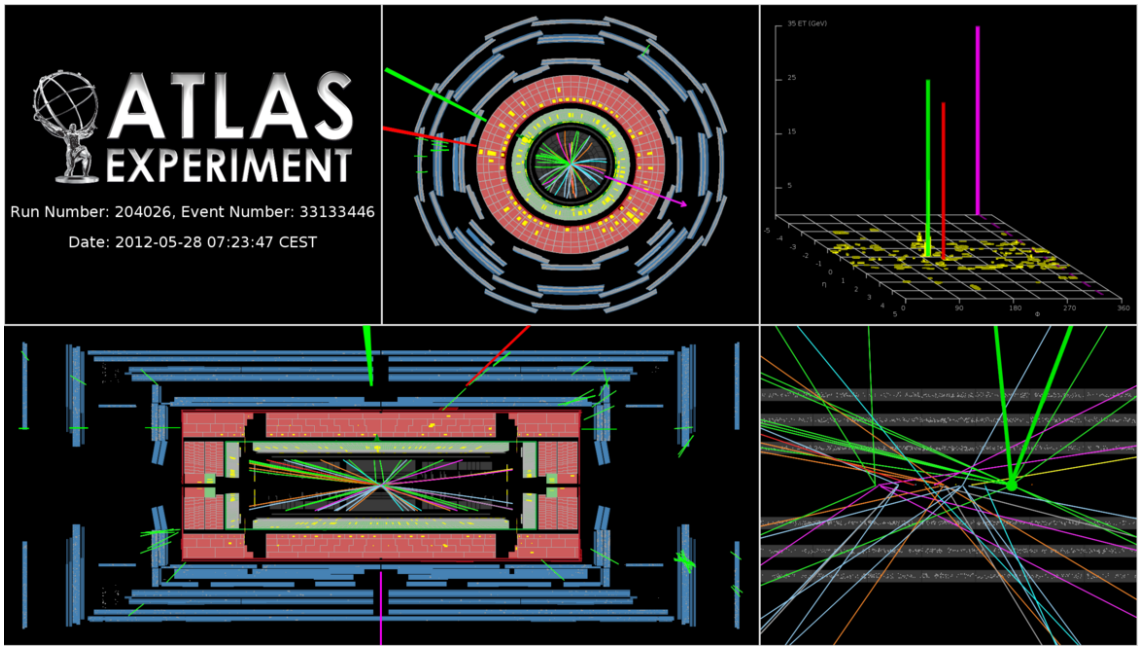


FIGURE 5.10 – *Visualisation d'un événement candidat à la désintégration $H \to WW^{(*)} \to l\nu l\nu$. L'électron, le muon et l'énergie transverse manquante sont représentés respectivement par les traces de couleur verte, rouge, et la ligne en pointillé. Source : [19].*

5.11.2 Le canal $H \to WW \to l\nu qq$

Le bruit de fond principal est constitué de la production $W+j$. Le bruit de fond secondaire est constitué de processus $Z+j$, QCD, top et dibosons (WW, WZ, ZZ). La sélection requiert exactement un lepton isolé (veto de deux leptons), ce qui permet l'indépendance statistique avec le canal $H \to ZZ \to ll\nu\nu$, de l'énergie transverse manquante, au moins deux jets. Une distance maximale ΔR_{jj} entre les jets permet de supprimer le bruit de fond $W + j$. La paire de jets la plus proche de la masse du W doit être compatible avec cette résonance. Un veto de jets de b permet de supprimer le bruit de fond top. Malgré la présence d'un neutrino, la masse invariante de l'état final peut être complètement reconstruite, grâce à la contrainte en masse $m_{l\nu} = m_W$, ce qui introduit une équation du second degré en la composante inconnue p_z^ν. L'événement est rejeté en cas de solutions complexes, qui pourrait apparaître typiquement si l'énergie transverse manquante est mal mesurée ou si le W est hors couche de masse. Dans le cas de solutions réelles, le choix correspond à la valeur la plus faible du module de $|p_z^\nu|$, justifié par une étude par Monte-Carlo montrant un meilleur taux de solution correcte.

La figure 5.11 présente un candidat $H \to WW \to l\nu qq$.

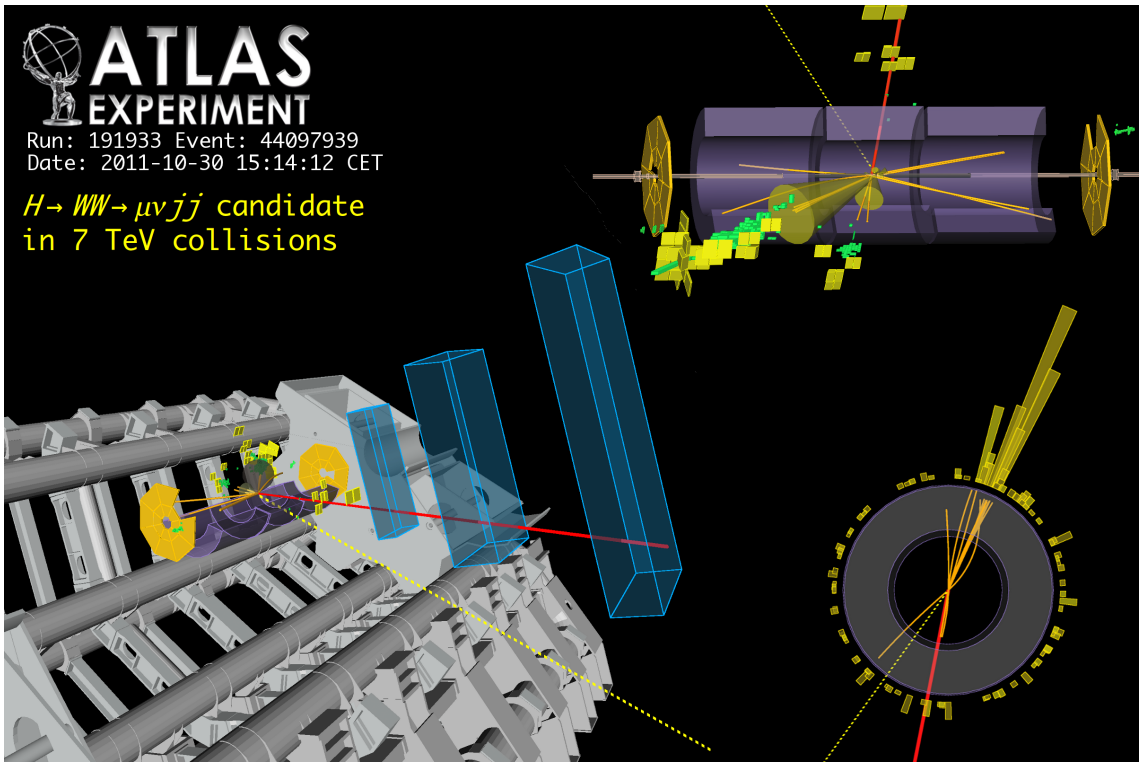


FIGURE 5.11 – *Visualisation d'un événement candidat à la désintégration $H \to WW \to l\nu qq$. Les jets, le muon et l'énergie transverse manquante sont représentés respectivement par les cônes de couleur jaune, la trace de couleur rouge, et la ligne en pointillé. Source : [20].*

5.11.3 Le canal $WH \to WWW^{(*)} \to l\nu\ l\nu\ l\nu$

Ce canal permet une meilleure sensibilité au couplage g_{HWW} par l'intermédiaire de la production et la désintégration du Higgs. Les leptons considérés sont les électrons et muons. La sélection évite le recouvrement avec les analyses $ZH \to llvv$ et $WH \to l\nu\tau_l\tau_l$.

Les bruits de fond principaux sont $Z + j$, ainsi que les bruits avec trois leptons réels : $W\gamma^*$, WZ, ZZ. Les bruits $W\gamma^*$, WZ, ZZ contiennent au moins une paire de leptons de même saveur de charges opposées issus du Z/γ^*. Ainsi une catégorie d'événements enrichis ou dépeuplés en Z peut être considérée, la catégorie enrichie contenant la majorité du signal, mais les bruits de fond précédents, tandis que la catégorie dépeuplée contient peu de signal mais moins de bruit de fond. Le bruit de fond secondaire est la production de top et de WW accompagné de jets confondus en leptons. Un critère d'isolation sur les leptons permet de réduire ces bruits de fond réductibles.

La sélection requiert exactement trois leptons et au maximum un jet, non étiqueté b, ce qui permet de réduire le bruit de fond $t\bar{t}$. Une coupure sur l'énergie transverse manquante

permet de réduire le bruit de fond Drell-Yan. La masse invariante de paire de leptons de même saveur est requise à être incompatible avec la masse du Z, ce qui permet de supprimer le bruit de fond Drell-Yan, WZ, ZZ. Une contrainte supplémentaire sur la masse invariante de paire de leptons, sans restriction de saveur, à être supérieure à un seuil faible, permet de supprimer le bruit de fond $W\gamma$ et de saveur lourde. Une coupure sur la distance maximale entre leptons de saveur opposée permet de favoriser la topologie de désintégration du Higgs et de diminuer le bruit de WZ. La figure 5.12 présente un candidat $W(l\nu)H(\to\ WW \to\ l\nu l\nu)$.

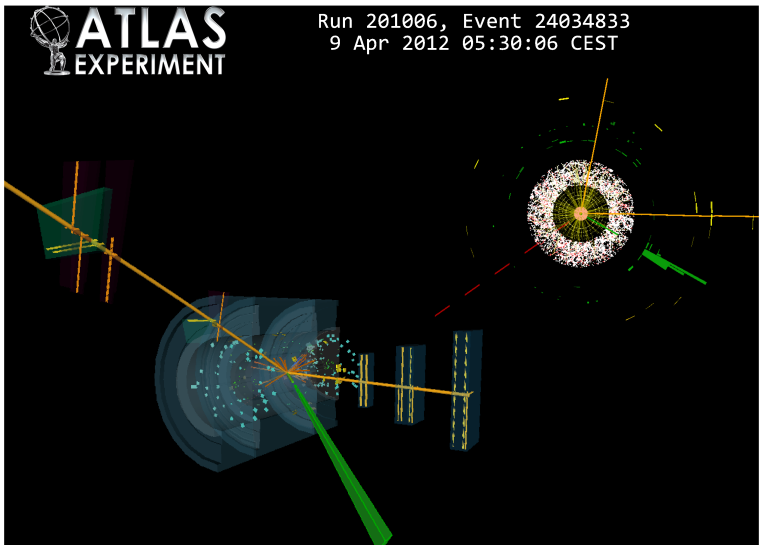


FIGURE 5.12 – *Visualisation d'un événement candidat à la désintégration $W(l\nu)H(\to WW \to l\nu l\nu)$. L'électron, les muons et l'énergie transverse manquante sont représentés respectivement par les traces de couleur verte, orange, et la ligne en pointillé. Source : [21].*

5.11.4 Le canal $ZH \to ZWW^{(*)} \to ll\ l\nu\ l\nu$

Le bruit de fond principal est ZWW. Le bruit de fond secondaire est constitué de $Z(Z^{(*)}/\gamma^*)$, la production dibosons $W(Z/\gamma^*) + jets$, $Z + j$, $t\bar{t}W$, $WW + j$, $ZZ^{(*)} \to llll$, $t\bar{t}Z$. Le bruit de fond dibosons peut être réduit par un critère d'isolation des leptons. Le bruit de fond $ZZ^{(*)} \to llll$ peut être réduit en imposant un seuil d'énergie transverse manquante et un veto de Z pour les leptons candidats à la paire de W. Le bruit de fond $t\bar{t}Z$ peut être réduit par un veto de jet de b. La sélection requiert exactement quatre leptons. La sélection évite le recouvrement avec $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$ par une coupure sur la masse invariante de quatre leptons.

5.12 Le canal $H \to ZZ^{(*)}$

Parmi les différents états finals possibles, les désintégrations considérées sont : $H \to ZZ^{(*)} \to llll$ ($4l$), $H \to ZZ \to llqq$, $H \to ZZ \to ll\nu\nu$.

5.12.1 Le canal $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$

La signature la plus propre pour la recherche du boson de Higgs dans la région de masse intermédiaire est la désintégration $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$ (e ou μ), dit canal en or. Grâce à l'excellente linéarité et résolution en énergie des électrons et muons reconstruits dans ATLAS, un signal étroit peut être extrait au-dessus d'un bruit de fond continu bien que le taux de production soit faible. Différents états finals sont considérés : $eeee$ ($4e$), $ee\mu\mu$ ($2e2\mu$), $\mu\mu\mu\mu$ (4μ). Le bruit de fond principal est le continuum irréductible $ZZ^{(*)} \to 4l$. Le bruit de fond secondaire, pour les masses $m_H < 180\ GeV$ où un des deux bosons Z reconstruits est hors couche de masse correspond au bruit $Z + j$ et $t\bar{t}$, où le lepton chargé additionnel provient soit de la désintégration semi-leptonique de saveur lourde ou d'un jet mal identifié en lepton. La sélection requiert deux paires de leptons de même saveur, de charges opposées, dont une compatible avec la masse du Z et la seconde contrainte de façon plus lâche. Une coupure minimale sur la masse invariante de toute paire de leptons permet de rejeter le bruit de fond J/ψ. Une isolation de lepton permet de supprimer le bruit de fond $Z+j$ et $t\bar{t}$. Les leptons provenant de la désintégration de quark b ou c contribuent à des vertices décalés, qui peuvent être supprimés par une coupure sur la significance du paramètre d'impact.

La courbe de limite en fonction de la masse du Higgs est caractérisée par une baisse de performance autour de $m_H = 160\ GeV$ en raison de la baisse du rapport d'embranchement de $H \to ZZ$, consécutive à l'ouverture du rapport d'embranchement de $H \to WW$ où les W sont sur couche de masse, suivie d'une amélioration par l'ouverture du rapport d'embranchement de $H \to ZZ$ où les Z sont sur couche de masse. Vers $m_H = 180\ GeV$, la performance de la limite décroît lentement par l'effet cinématique de l'ouverture du continuum ZZ sur couche de masse, la diminution de la section efficace du Higgs, ainsi que l'augmentation de la largeur du Higgs, la résolution intrinsèque l'emportant peu à peu sur la résolution du détecteur.

La figure 5.13 présente des candidats $H \to ZZ^{(*)} \to llll$.

(a)

(b)

(c)

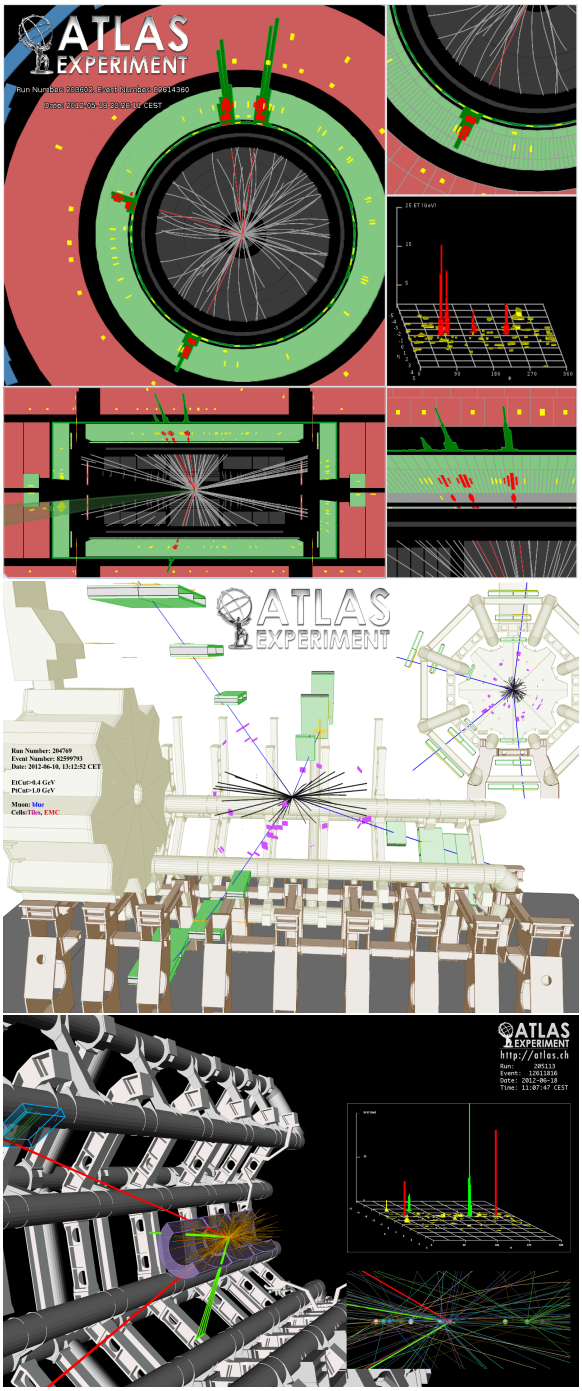


FIGURE 5.13 – *Visualisation d'événements candidats à la désintégration $H \to ZZ^{(*)} \to llll$. (a) : eeee. Les électrons sont représentés par les traces de couleur rouge, et les dépôts d'énergie de couleur verte dans le calorimètre électromagnétique représenté en vert. (b) : $\mu\mu\mu\mu$. Les muons sont représentés par les traces de couleur noire, atteignant les chambre à muons représentée par la couleur verte. (c) : $2\mu 2e$. Les électrons et muons sont représentés respectivement par les traces de couleur rouge et verte. Source : [22].*

5.12.2 Le canal $H \to ZZ \to llqq$

Le canal $H \to ZZ \to llqq$ où les deux Z sont sur couche de masse possède un rapport d'embranchement plus élevé que $H \to ZZ \to llll$ en raison de l'utilisation d'une désintégration en jets, mais présente un état final moins propre en raison de la résolution moindre de ces objets. Dans la gamme de masse $200 < m_H < 600\ GeV$, les deux Z sont sur couche de masse, ce qui diminue le bruit de fond. Le bruit de fond principal est le processus $Z + j$, suivi du bruit de fond secondaire de production de top par paire et de di-bosons ZZ, WZ. La sélection requiert exactement deux leptons de même saveur, de masse invariante compatible avec la masse du Z, cette multiplicité permettant de supprimer le bruit de fond WZ. Les muons doivent être de charges opposées tandis que cette coupure n'est pas appliquée pour les électrons, afin de ne pas baisser l'efficacité d'identification, en raison d'effet bremsstrahlung pouvant contribuer à des configurations avec deux électrons sélectionnés de même charge. Une multiplicité de jets minimale de deux est requise, avec un critère de compatibilité de la masse invariante de di-jets avec celle du Z. Une coupure sur l'énergie transverse manquante maximale permet de supprimer le bruit de fond de paires de top. Pour les masses élevées de Higgs, les Z sont boostés, résultant en un angle d'ouverture plus faible des produits de désintégration, ce qui se traduit par des coupures sur le maximum des angles $\Delta\phi_{ll}$ et $\Delta\phi_{jj}$. De l'ordre de 20 % du signal contient des jets de b, issus de la désintégration du Z, tandis que le bruit de fond dominant $Z + j$ conduit rarement (2 %) à une configuration avec une paire de jets b car ce type de processus implique d'extraire un quark b dans la mer du proton initial. Cette particularité introduit de manière naturelle une catégorisation basée sur la multiplicité de jets de b dans l'événement. La figure 5.14 présente un candidat $H \to ZZ \to eeqq$.

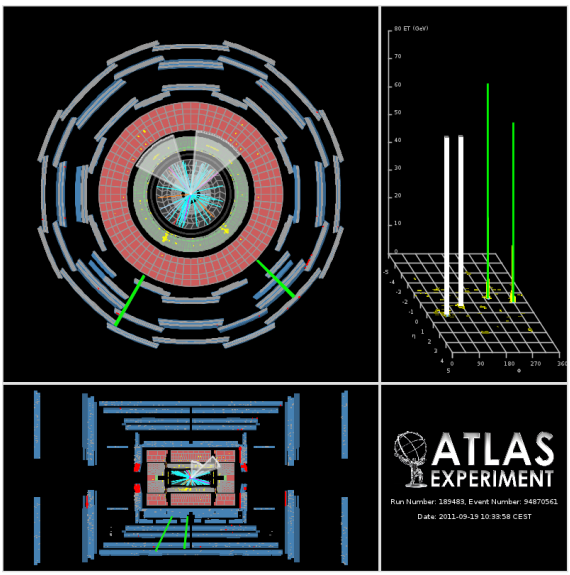


FIGURE 5.14 – *Visualisation d'un événement candidat à la désintégration $H \to ZZ \to eeqq$. Les jets et électrons sont représentés respectivement par les cônes de couleur grise et les traces de couleur verte. Source : [23].*

5.12.3 Le canal $H \to ZZ \to ll\nu\nu$

Le canal $H \to ZZ \to ll\nu\nu$ où les deux Z sont sur couche de masse possède un rapport d'embranchement plus élevé que la désintégration en quatre leptons, mais présente un état final moins propre en raison de la présence d'énergie transverse manquante. L'indépendance statistique avec $H \to WW \to l\nu l\nu$ de même état final est assurée par un critère de sélection mutuelle exclusive (sélection des leptons, coupure en masse invariante de leptons, d'énergie transverse manquante, etc.). Le bruit de fond principal est $Z + j$. Le bruit de fond secondaire est constitué de top, W, QCD, et le continuum ZZ. La sélection requiert exactement deux leptons de même saveur de charge opposées, compatibles avec la masse du Z, ce qui permet de supprimer le bruit de fond de top, W, QCD. Un veto sur la présence de jets de b permet de supprimer le bruit de fond de top. Une isolation des leptons permet de supprimer les désintégrations semi-leptoniques de quarks b. Une coupure minimale sur l'angle entre le vecteur d'impulsion transverse d'un jet et celui de l'impulsion transverse manquante permet de supprimer le bruit de fond de fausse énergie transverse manquante. La variable discriminante finale est la masse transverse.

5.13 Première combinaison de canaux de recherche du Higgs par les collaborations ATLAS et CMS

La première combinaison de canaux de recherche du Higgs (avant sa découverte) par les expériences ATLAS et CMS a été réalisée [24] avec les données de 7 TeV. Les incertitudes systématiques sont classées en celles corrélées entre ATLAS et CMS et celles spécifiques à une expérience. La figure 5.15 présente les limites supérieures à 95 % de niveau de confiance sur la force de signal. L'exclusion observée à 95 % de niveau de confiance couvre le domaine $141 - 476\ GeV$ tandis que l'exclusion attendue couvre le domaine $124 - 520\ GeV$.

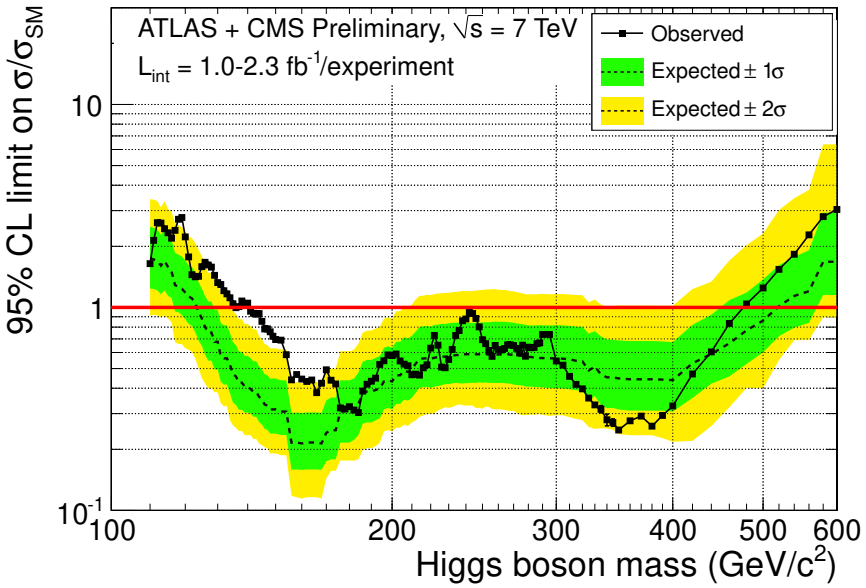


FIGURE 5.15 – *Limites supérieures à 95 % de niveau de confiance sur la force de signal. Source : [24].*

Les p-values sont présentées sur la figure 5.16. La valeur minimale de la p-value est de $0,001$, correspondant à une significance de $3,1\ \sigma$. En tenant de l'effet look-elsewhere, puisqu'il y a 6 croisements positifs de la courbe de $\hat{\mu}$ avec le niveau $\hat{\mu} = 0$, la p value globale est $p_0^{global} \approx 0,001 + 6.e^{-3,1^2/2} = 0,05$, correspondant à une significance de $1,6\ \sigma$.

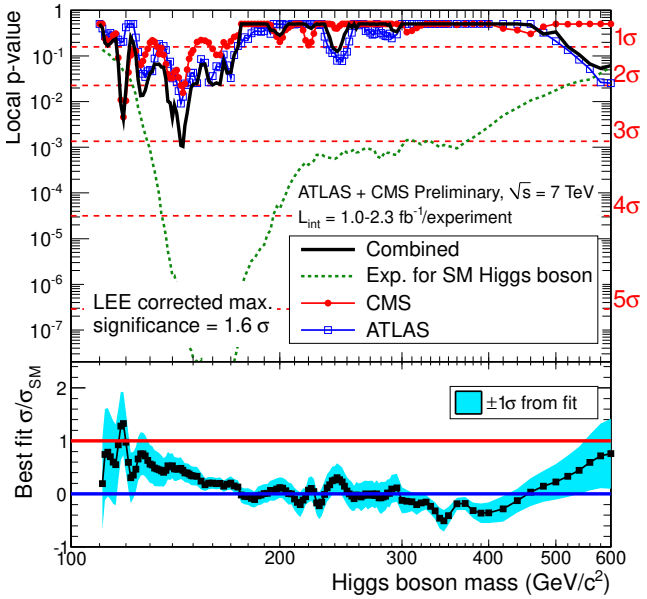


FIGURE 5.16 – *$p-$value locales en fonction de la masse du Higgs. Source : [24].*

5.14 Combinaison de canaux de recherche du Higgs au LHC aboutissant à la découverte d'une nouvelle particule

La combinaison des canaux de recherche du Higgs par les expériences ATLAS [25] et CMS [26, 27] a abouti le 4 juillet 2012 à l'annonce par le CERN de la découverte d'une nouvelle particule. La combinaison utilise une méthode fréquentiste modifiée, un test statistique avec un profil de vraisemblance, avec la prescription de niveau de confiance CL_s, l'approximation asymptotique, et une vérification par des pseudo-expériences et un calcul bayésien.

Toutes les sources d'incertitude systématique sont considérées soit 100 % corrélées, soit 100 % non corrélées. Les erreurs partiellement corrélées sont soit décomposées en leur sous-composantes pouvant être 100 % corrélées ou décorrélées, soit considérées par simplification comme corrélées, ce qui est conservatif. Ainsi, les contraintes peuvent être factorisées dans la fonction de vraisemblance. Les sources d'incertitudes systématiques non corrélées sont la normalisation des bruits de fond, leur modélisation à partir de régions de contrôle ou d'interpolation, les incertitudes statistiques sur la simulation et les incertitudes statistiques sur les processus de bruit de fond. Différentes incertitudes systématiques

corrélées entre les analyses sont prises en compte. Pour la section efficace de Higgs, les incertitudes d'échelle et de pdf sont séparées. La dépendance des incertitudes avec la masse est prise en compte. Pour une masse du Higgs $m_H = 125\ GeV$, les incertitudes d'échelle sont de $^{+7}_{-8}$ % pour la fusion de gluons au $NNLO$ de QCD avec resommation des gluons mous jusqu'à l'ordre $NNLL$ et les corrections électrofaibles au NLO, 1 % pour le processus VBF à l'ordre $NNLO\ QCD$, 1 % pour WH à l'ordre $NNLO$ et les corrections électrofaibles au NLO, 1 % pour ZH à l'ordre $NNLO$ et les corrections électrofaibles au NLO, $^{+4}_{-9}$ % pour ttH à l'ordre NLO. Les incertitudes de densités de parton sont de ± 8 % pour les processus produits principalement par des gluons comme $gg \to H$ et ttH, et de ± 4 % pour ceux produits principalement par des quarks comme les processus VBF et WH/ZH. L'incertitude pour la production exclusive du Higgs avec des jets, pour les canaux $H \to \gamma\gamma$, $H \to WW^* \to l\nu l\nu$, $H \to \tau^+\tau^-$, est de ± 25 %. Une incertitude supplémentaire est ajoutée, liée au traitement de la production hors couche de masse du Higgs et les effets d'interférence avec les processus du Modèle Standard, paramétrisée comme $150\ \% \times (m_H/TeV)^3$, ce qui correspond pour $m_H = 125\ GeV$ à 4 %. L'incertitude systématique sur la luminosité intégrée est de $3,9$ % pour les données accumulées à une énergie de $7\ TeV$, sauf pour pour les canaux $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$ et $H \to \gamma\gamma$ réanalysés, pour lesquels l'incertitude systématique est de $1,8$ %, de $3,6$ % pour les données accumulées à une énergie de $8\ TeV$. Les incertitudes systématiques sur le déclenchement et l'identification des électrons et photons, les échelles d'énergie, la reconstruction des muons, l'échelle d'énergie des jets et l'énergie transverse manquante sont prises comme corrélées.

Les canaux et catégories utilisés pour la combinaison de recherche du Higgs d'ATLAS sont résumés dans le tableau 5.2.

Higgs Boson Decay	Subsequent Decay	Sub-Channels	m_H Range $[GeV]$	$\int$ L dt $[fb^{-1}]$
2011 $\sqrt{s}$ =7 TeV				
$H \to ZZ^{(*)}$	4ℓ	$\{4e, 2e2\mu, 2\mu2e, 4\mu\}$	110–600	4.8
	$\ell\ell\nu\bar{\nu}$	$\{ee, \mu\mu\} \otimes$ {low, high pile-up}	200–280–600	4.7
	$\ell\ell q\bar{q}$	{b-tagged, untagged}	200–300–600	4.7
$H \to \gamma\gamma$	–	10 categories $\{p_{T_t} \otimes \eta_\gamma \otimes$ conversion$\} \oplus$ {2-jet}	110–150	4.8
$H \to WW^{(*)}$	$\ell\nu\ell\nu$	$\{ee, e\mu/\mu e, \mu\mu\} \otimes$ {0-jet, 1-jet, 2-jet} $\otimes$ {low, high pile-up}	110–200–300–600	4.7
	$\ell\nu qq'$	$\{e, \mu\} \otimes$ {0-jet, 1-jet, 2-jet}	300–600	4.7
$H \to \tau\tau$	$\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}$	$\{e\mu\} \otimes$ {0-jet} $\oplus \{\ell\ell\} \otimes$ {1-jet, 2-jet, VH}	110–150	4.7
	$\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$	$\{e, \mu\} \otimes$ {0-jet} $\otimes \{E_{\text{T}}^{\text{miss}} < 20$ GeV, $E_{\text{T}}^{\text{miss}} \geq 20\ GeV\}$ $\oplus \{e, \mu\} \otimes$ {1-jet} $\oplus \{\ell\} \otimes$ {2-jet}	110–150	4.7
	$\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$	{1-jet}	110–150	4.7
$VH \to Vbb$	$Z \to \nu\nu$	$E_{\text{T}}^{\text{miss}} \in \{120-160, 160-200, \geq 200\ GeV\ \}$	110–130	4.6
	$W \to \ell\nu$	$p_{\text{T}}^{W} \in \{< 50, 50-100, 100-200, \geq 200\ GeV\ \}$	110–130	4.7
	$Z \to \ell\ell$	$p_{\text{T}}^{Z} \in \{< 50, 50-100, 100-200, \geq 200\ GeV\ \}$	110–130	4.7
2012 $\sqrt{s}$ =8 TeV				
$H \to ZZ^{(*)}$	4ℓ	$\{4e, 2e2\mu, 2\mu2e, 4\mu\}$	110–600	5.8
$H \to \gamma\gamma$	–	10 categories $\{p_{T_t} \otimes \eta_\gamma \otimes$ conversion$\} \oplus$ {2-jet}	110–150	5.9
$H \to WW^{(*)}$	$e\nu\mu\nu$	$\{e\mu, \mu e\} \otimes$ {0-jet, 1-jet, 2-jet}	110–200	5.8

Tableau 5.2 – *Résumé des canaux individuels utilisés pour la combinaison de ATLAS dans le cadre de la recherche du Higgs. Les séparations pour les masses de Higgs indiquent les transitions entre optimisations de sélection. Les symboles $\otimes$ et $\oplus$ indiquent respectivement les produits et sommes directs sur les catégories. Source : [25].*

La figure 5.17 présente les variables discriminantes finales correspondantes pour les canaux les plus sensibles.

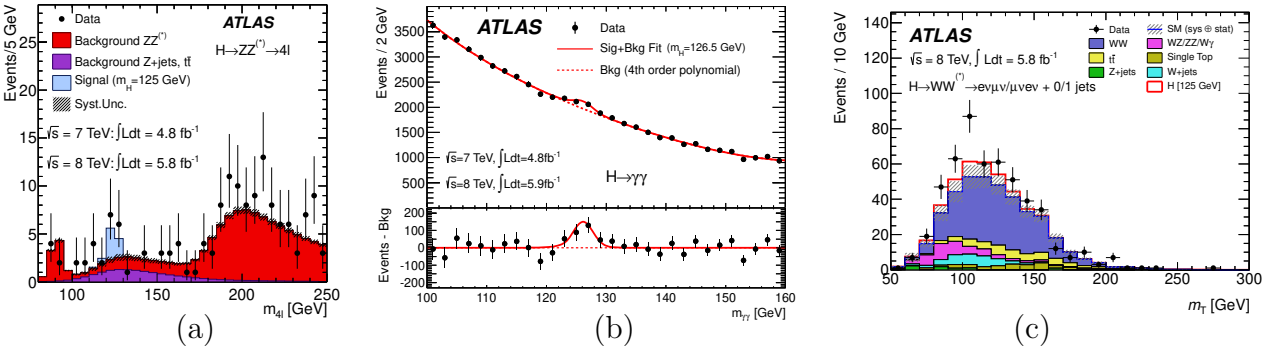


FIGURE 5.17 – *Variables discriminantes finales pour différents canaux de recherche du Higgs de ATLAS, aboutissant à l'annonce de la découverte d'une nouvelle particule : (a) canal $H(\to 4l)$, (b) canal $H(\to \gamma\gamma)$; (c) canal $H \to WW \to e\nu\mu\nu$. Source : [25].*

La combination aboutit à une exclusion observée (Fig. 5.18a) à 95 % de niveau de confiance pour le Higgs standard dans la région $111 - 122$ et $131 - 559\ GeV$. La cohérence entre les données observées et l'hypothèse bruit de fond est présentée sur la figure 5.18b, c. Un excès est observé pour une masse proche de $m_H = 126\ GeV$ dans les canaux $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$, $H \to WW^{(*)} \to l\nu l\nu$. La significance locale la plus importante, de $5,9\ \sigma$ en présence de l'incertitude systématique d'échelle d'énergie est trouvée pour $m_H = 126,5\ GeV$, ce qui donne, compte tenu de l'effet look-elsewhere dans la région de masse $110 - 600\ GeV$, une significance globale de $5,1\ \sigma$.

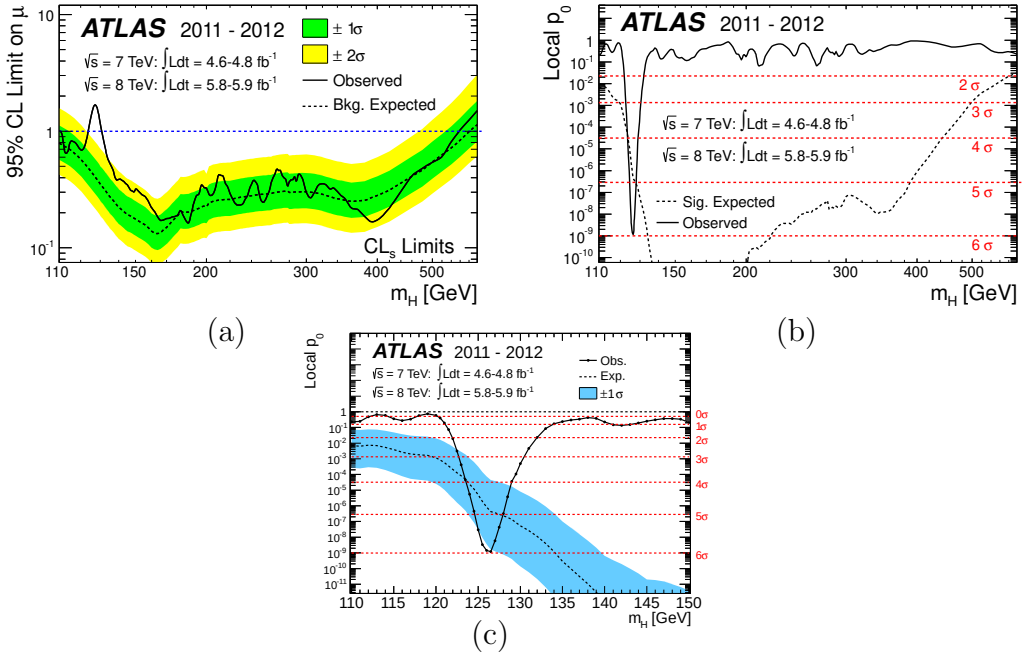


FIGURE 5.18 – *(a) Limite obtenue par la combinaison des différents canaux d'ATLAS pour la recherche du Higgs. (b, c) $p-$value obtenue par la combinaison des différents canaux d'ATLAS pour la recherche du Higgs aboutissant à la découverte. Source : [25].*

L'ajustement de la force du signal ($\mu = \sigma/\sigma_{SM}$) est (Fig. 5.19) de $1,4 \pm 0.3$ à $m_H = 126\ GeV$, compatible avec la force de signal $\mu = 1$ d'un boson de Higgs standard. La valeur mesurée de la masse du Higgs correspondante est $m_H = 126,0 \pm 0,4(stat) \pm 0,4(syst)$.

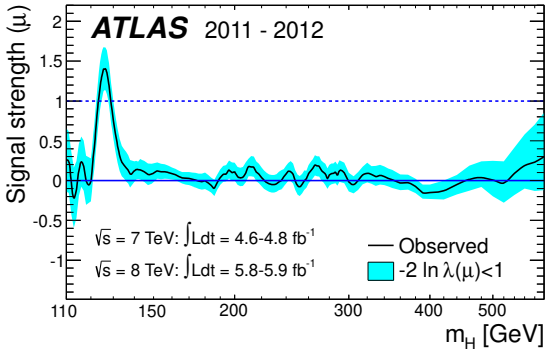


FIGURE 5.19 – *Force du signal ($\mu = \sigma/\sigma_{SM}$) pour la combinaison des canaux. Les valeurs négatives sont autorisées. Source : [25].*

Le tableau 5.3 résume les résultats.

Search channel	Dataset	$m_{\max}$ [GeV]	Z_l [σ]	$E(Z_l)$ [σ]	$\hat{\mu}(m_H = 126\ GeV)$	Exp. exclusion [GeV]	Obs. exclusion [GeV]
$H \to ZZ^{(*)} \to 4l$	7 TeV	125.0	2.5	1.6	1.7 ± 1.1		
	8 TeV	125.5	2.6	2.1	1.3 ± 0.8		
	7 & 8 TeV	125.0	3.6	2.7	1.4 ± 0.6		
$H \to \gamma\gamma$	7 TeV	126.0	3.4	1.6	2.2 ± 0.7		
	8 TeV	127.0	3.2	1.9	1.5 ± 0.6		
	7 & 8 TeV	126.5	4.5	2.5	1.8 ± 0.5	110–140	112–123, 132–143
$H \to WW^{(*)} \to l\nu l\nu$	7 TeV	135.0	1.1	3.4	0.5 ± 0.6		
	8 TeV	120.0	3.3	1.0	1.9 ± 0.7		
	7 & 8 TeV	125.0	2.8	2.3	1.3 ± 0.5	124–233	137–261
Combined	7 TeV	126.5	3.6	3.2	1.2 ± 0.4		
	8 TeV	126.5	4.9	3.8	1.5 ± 0.4		
	7 & 8 TeV	126.5	6.0	4.9	1.4 ± 0.3	110–582 113–532 (*)	111–122, 131-559 113–114, 117–121, 132–527 (*)

Tableau 5.3 – *Caractéristiques des excès dans les différents canaux et leur combinaison. La valeur de la masse m_{max} pour laquelle la significance locale Z_l est maximale, ainsi que la significance locale attendue $E(Z_l)$ en présence d'un boson de Higgs standard à cette masse, sont indiquées. L'ajustement de la force de signal est indiquée avec son incertitude totale. Les limites d'exclusion attendues et observées à 95 % de niveau de confiance (à 99 % avec un astérisque) sont indiquées. Source : [25].*

Le détail des contributions des canaux les plus sensibles est présenté sur la figure 5.20.

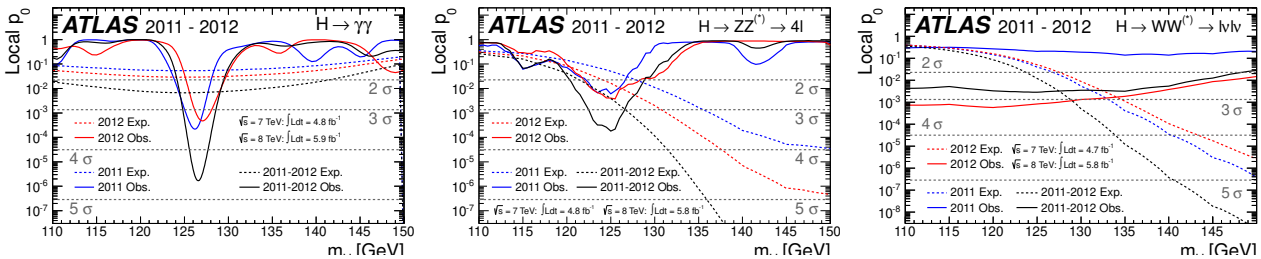


FIGURE 5.20 – *Cohérence des résultats observés avec l'hypothèse bruit de fond seul ($p_0 - value$) pour les trois canaux les plus sensibles dans la région de basse masse. Source : [25].*

L'annonce de la découverte d'une nouvelle particule par le CERN repose sur les excès à au moins $5,0\,\sigma$ observés indépendamment par les expériences ATLAS [25] et CMS [26, 27]. L'expérience CMS combine (Fig. 5.21) les canaux $H \to bb$, $H \to \tau\tau$, $H \to \gamma\gamma$, $H \to WW$, $H \to ZZ$ avec une luminosité jusqu'à $5,1\ fb^{-1}$ à une énergie de $7\ TeV$ et jusqu'à $5,3\ fb^{-1}$ à une énergie de $8\ TeV$.

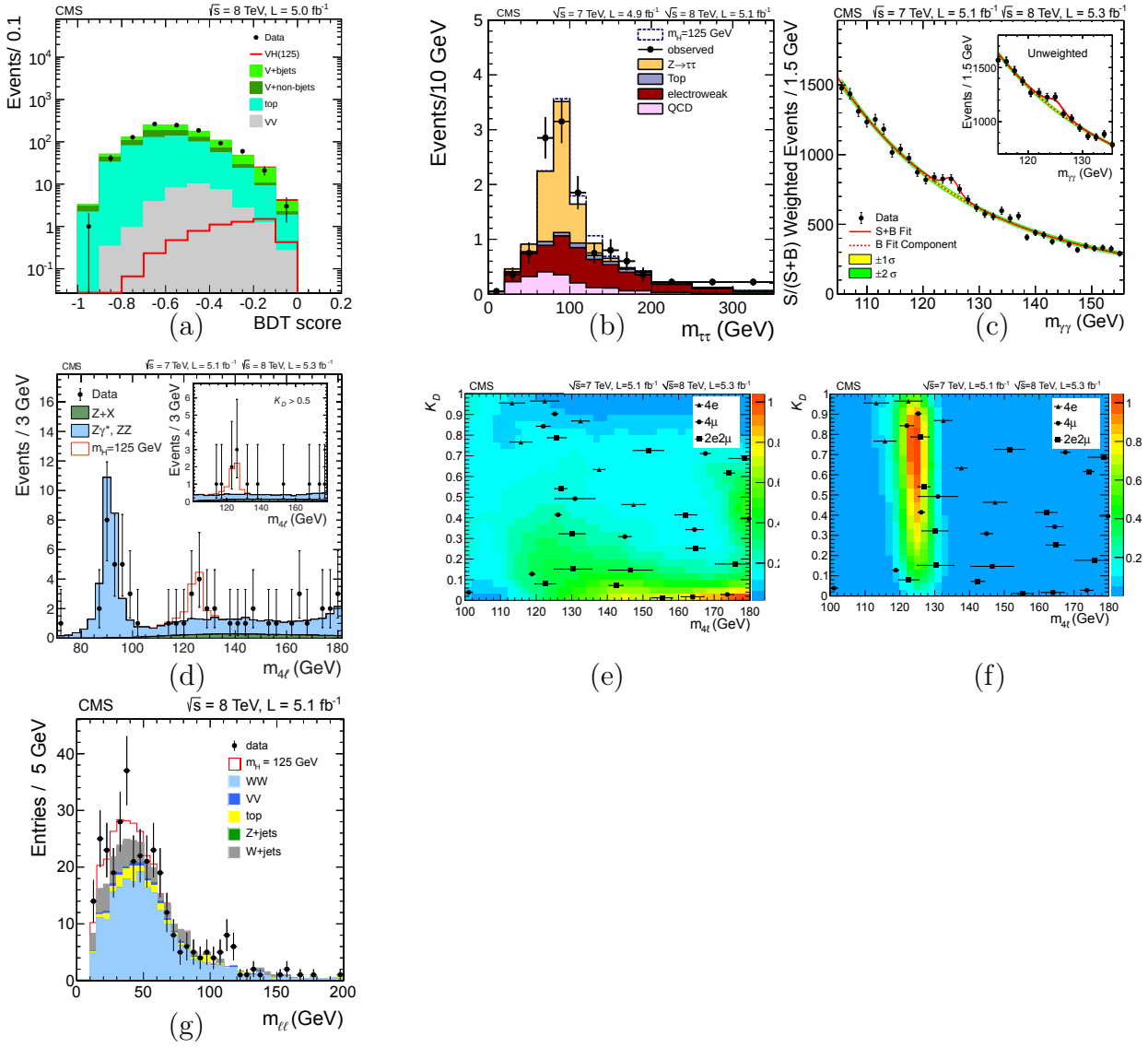
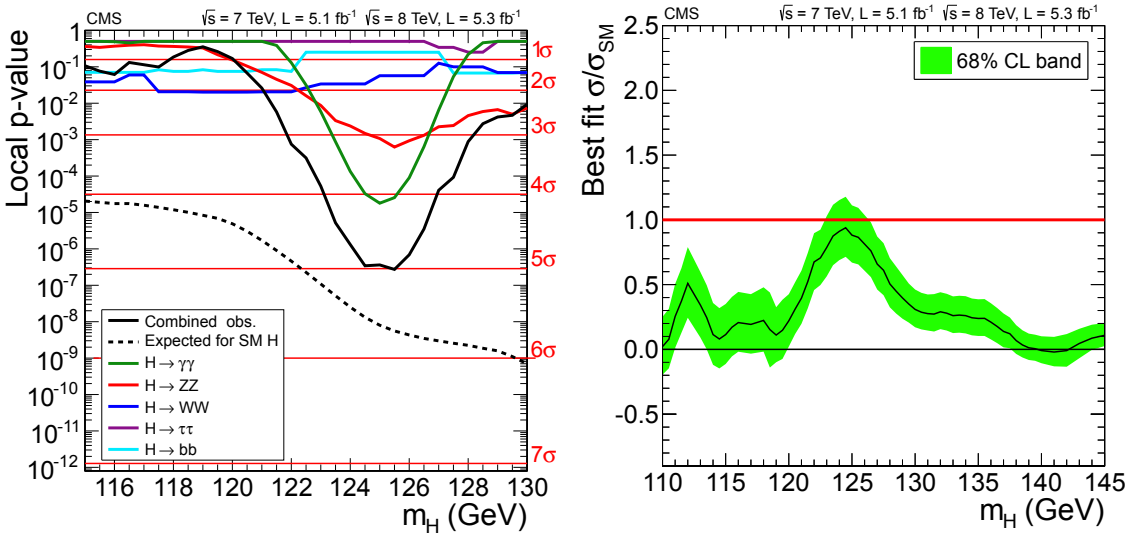


FIGURE 5.21 – *Variables discriminantes finales pour différents canaux de recherche du Higgs de CMS, aboutissant à l'annonce de la découverte d'une nouvelle particule : (a) canal $VH(\to b\bar{b})$, illustré pour le canal $Z(\to \nu\bar{\nu})H(\to b\bar{b})$ à $\sqrt{s} = 8\ TeV$; (b) : $H \to \tau^+\tau^-$, (c) : $H \to \gamma\gamma$ avec le spectre en masse invariante pondéré par $s/(s+b)$, le spectre non pondéré étant en médaillon ; (d, e, f) : $H \to 4l$ avec (d) la masse invariante et (e,f) les distributions de la variable discriminante cinématique $\kappa_D = P_{sig}/(P_{sig} + P_{bkg})$ exploitant les angles des particules et masses de paires de leptons, en fonction de m_{4l} superposées à la distribution prévue pour (e) le bruit de fond et (f) le signal ; (g) $H \to WW \to l\nu l\nu$. Source : [27].*

L'analyse de CMS met en évidence un excès pour une masse proche de $m_H = 125\ GeV$. La masse mesurée est $125,3 \pm 0,4\ (stat) \pm 0,5\ (syst)$. Le domaine en masse exclu à 95 % CL pour la recherche du Higgs est $[110; 121,5] U [127; 600]\ GeV$.



(a) (b)

FIGURE 5.22 – *(a) : p − value obtenue et (b) force de signal, par la combinaison des différents canaux de CMS pour la recherche du Higgs, aboutissant à l'annonce de la découverte d'une nouvelle particule. Source : [27].*

La détermination ultérieure (voir section 5.15.1) d'un spin compatible avec 0 pour la nouvelle particule, mais aussi plus généralement la mesure des différentes propriétés, a permis de considérer que la particule découverte est un boson de Higgs.

5.15 Mesure des propriétés du Higgs

La découverte d'une nouvelle particule dans le contexte de la recherche du boson de Higgs est une première étape dans l'établissement expérimental de l'existence de cette particule. Ses différentes propriétés doivent être mesurées afin d'établir la validité ou non du mécanisme de Brout-Englert-Higgs. La charge électrique, compatible avec zéro pour la résonance autour d'une masse de 125 GeV, est obtenue directement à partir des produits de désintégration. La masse est obtenue par le spectre de la vraisemblance. Les différents couplages participant à la production et désintégration du candidat Higgs doivent être mesurés. En particulier, les couplages aux fermions et bosons de jauge doivent être comparés à la relation de proportionnalité avec la masse, telle que prédite par la théorie. Le spin doit être mesuré, et plus généralement ses nombres quantiques (J^{PC}) afin de comparer à la prédiction 0^{++}. De façon ultime, le potentiel doit être mesuré, ce qui nécessite d'établir la production de Higgs par paire et triplet. Les résultats sont présentés dans cette section pour l'expérience ATLAS.

5.15.1 Mesure du spin du boson de Higgs

La mesure du spin et des nombres quantiques (J^{PC}) de la particule découverte dans le cadre de la recherche du boson de Higgs est importante, afin de déterminer s'il s'agit d'un boson de Higgs. La découverte d'une résonance en paires de photons exclut le spin 1 par le théorême de Landau-Yang [28, 29], bien que la désintégration au-delà du Modèle Standard $H \to aa \to 4\gamma$, avec chaque paire de photons collimatée, ce qui imite la signature de deux photons, soit possible, mais largement défavorisée par les résultats expérimentaux. En outre, cette résonance établit $C=+$. Le principe est principalement d'exploiter les distributions angulaires des particules produites, mais aussi la masse invariante d'objets [30]. Pour un boson de spin 0, la distinction entre parités positive (scalaire) et négative (pseudoscalaire) peut être établie [31] en utilisant les corrélations angulaires entre les produits de désintégration. Dans le cas de désintégrations en bosons vecteurs, la distribution de la masse invariante du Z^* hors couche de masse [31] contribue à la discrimination [31].

L'amplitude la plus générale de la désintégration d'une particule de spin 0 en des particules vectorielles est [32] :

$$A(X \to VV) = v^{-1}\left(g_1^{(0)} m_V^2 \epsilon_1^* \epsilon_2^* + g_2^{(0)} f_{\mu\nu}^{*(1)} f^{*(2),\mu\nu} + g_3^{(0)} f^{*(1),\mu\nu} f_{\mu\alpha}^{*(2)} \frac{q_\nu q^\alpha}{\Lambda^2} + g_4^{(0)} f_{\mu\nu}^{*(1)} \tilde{f}^{*(2),\mu\nu}\right) \quad (5.2)$$

Cette équation peut se réécrire sous la forme :

$$A(X \to VV) = v^{-1}\epsilon_1^{*\mu}\epsilon_2^{*\nu}\left(a_1 g_{\mu\nu} m_X^2 + a_2\, q_\mu q_\nu + a_3 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, q_1^\alpha q_2^\beta\right) \quad (5.3)$$

avec $\quad a_1 = g_1^{(0)} \frac{m_V^2}{m_X^2} + g_2^{(0)} \frac{2s}{m_X^2} + g_3^{(0)} \kappa \frac{s}{m_X^2}, \qquad a_2 = -2g_2^{(0)} - g_3^{(0)}\kappa, \qquad a_3 = -2g_4^{(0)}.$

et $\quad s = q_1 q_2 = (m_X^2 - 2m_V^2)/2,\ \kappa = s/\Lambda^2.$

L'amplitude la plus générale de la désintégration d'une particule de spin 1 en des bosons Z est [32] :

$$A(X \to ZZ) = g_1^{(1)}\left[(\epsilon_1^* q)(\epsilon_2^* \epsilon_X) + (\epsilon_2^* q)(\epsilon_1^* \epsilon_X)\right] + g_2^{(1)} \epsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \epsilon_X^\alpha \epsilon_1^{*,\mu} \epsilon_2^{*,\nu} \tilde{q}^\beta. \quad (5.4)$$

L'amplitude la plus générale d'un processus de spin 2 se désintégrant en des particules vectorielles est [32] :

$$\begin{aligned} A(X \to VV) = \Lambda^{-1} \quad [\quad & 2g_1^{(2)} t_{\mu\nu} f^{*1,\mu\alpha} f^{*2,\nu\alpha} + 2g_2^{(2)} t_{\mu\nu} \frac{q_\alpha q_\beta}{\Lambda^2} f^{*1,\mu\alpha} f^{*2,\nu,\beta} \\ & + g_3^{(2)} \frac{\tilde{q}^\beta \tilde{q}^\alpha}{\Lambda^2} t_{\beta\nu} (f^{*1,\mu\nu} f_{\mu\alpha}^{*2} + f^{*2,\mu\nu} f_{\mu\alpha}^{*1}) + g_4^{(2)} \frac{\tilde{q}^\nu \tilde{q}^\mu}{\Lambda^2} t_{\mu\nu} f^{*1,\alpha\beta} f_{\alpha\beta}^{*(2)} \\ & + m_V^2 \left(2g_5^{(2)} t_{\mu\nu} \epsilon_1^{*\mu} \epsilon_2^{*\nu} + 2g_6^{(2)} \frac{\tilde{q}^\mu q_\alpha}{\Lambda^2} t_{\mu\nu} (\epsilon_1^{*\nu} \epsilon_2^{*\alpha} - \epsilon_1^{*\alpha} \epsilon_2^{*\nu}) + g_7^{(2)} \frac{\tilde{q}^\mu \tilde{q}^\nu}{\Lambda^2} t_{\mu\nu} \epsilon_1^* \epsilon_2^*\right) \\ & + g_8^{(2)} \frac{\tilde{q}_\mu \tilde{q}_\nu}{\Lambda^2} t_{\mu\nu} f^{*1,\alpha\beta} \tilde{f}_{\alpha\beta}^{*(2)} \\ & + g_9^{(2)} t_{\mu\alpha} \tilde{q}^\alpha \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_1^{*\nu} \epsilon_2^{*\rho} q^\sigma + \frac{g_{10}^{(2)} t_{\mu\alpha} \tilde{q}^\alpha}{\Lambda^2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho \tilde{q}^\sigma \left(\epsilon_1^{*\nu}(q\epsilon_2^*) + \epsilon_2^{*\nu}(q\epsilon_1^*)\right) \\ &] \end{aligned}$$

L'amplitude pour le couplage de X avec des fermions est : [32] :

$$A(X_{J=0} \to q\bar{q}) = \frac{m_q}{v}\bar{u}_{q_1}\left(\rho_1^{(0)} + \rho_2^{(0)}\gamma_5\right)v_{q_2}, \tag{5.5}$$

$$A(X_{J=1} \to q\bar{q}) = \epsilon^\mu \bar{u}_{q_1}\left(\gamma_\mu\left(\rho_1^{(1)} + \rho_2^{(1)}\gamma_5\right) + \frac{m_q\tilde{q}_\mu}{\Lambda^2}\left(\rho_3^{(1)} + \rho_4^{(1)}\gamma_5\right)\right)v_{q_2}, \tag{5.6}$$

$$A(X_{J=2} \to q\bar{q}) = \frac{1}{\Lambda}t^{\mu\nu}\bar{u}_{q_1}\left(\gamma_\mu\tilde{q}_\nu\left(\rho_1^{(2)} + \rho_2^{(2)}\gamma_5\right) + \frac{m_q\tilde{q}_\mu\tilde{q}_\nu}{\Lambda^2}\left(\rho_3^{(2)} + \rho_4^{(2)}\gamma_5\right)\right)v_{q_2} \tag{5.7}$$

Le tableau 5.4 présente les caractéristiques des différents scénarios pour le spin de la particule candidate.

scenario (J^P)	$X \to ZZ$ decay parameters	X production parameters	comments
0^+	$a_1 \neq 0$ in Eq. (5.3)	$gg \to X$	SM Higgs-like scalar
0^-	$a_3 \neq 0$ in Eq. (5.3)	$gg \to X$	pseudo-scalar
1^+	$g_{12} \neq 0$ in Eq. (5.4)	$q\bar{q} \to X : \rho_{11}, \rho_{12} \neq 0$ in Eq. (5.6)	exotic pseudo-vector
1^-	$g_{11} \neq 0$ in Eq. (5.4)	$q\bar{q} \to X : \rho_{11}, \rho_{12} \neq 0$ in Eq. (5.6)	exotic vector
2^+_m	$g_1^{(2)} = g_5^{(2)} \neq 0$ in Eq. (5.5)	$gg \to X : g_1^{(2)} \neq 0$ in Eq. (5.5) $q\bar{q} \to X : \rho_{21} \neq 0$ in Eq. (5.7)	Graviton-like tensor with minimal couplings
2^+_L	$c_2 \neq 0$ in Eq. 2 of [32]	$gg \to X : g_2^{(2)} = g_3^{(2)} \neq 0$ in Eq. (5.5) $q\bar{q} \to X : \rho_{21}, \rho_{22} \neq 0$ in Eq. (5.7)	Graviton-like tensor longitudinally polarized and with $J_z = 0$ contribution
2^-	$g_8^{(2)} = g_9^{(2)} \neq 0$ in Eq. (5.5)	$gg \to X : g_1^{(2)} \neq 0$ in Eq. (5.5) $q\bar{q} \to X : \rho_{21}, \rho_{22} \neq 0$ in Eq. (5.7)	"pseudo-tensor"

Tableau 5.4 – *Liste des scénarios envisagés pour l'analyse de spin d'une particule X de nombres quantiques J^P. Pour les états 2^+, les indices m (minimal) et L (longitudinal) distinguent deux scénarios. Lorsque cela est nécessaire, la fraction de production initiée par gg et $q\bar{q}$ est prise avec le rapport 1 : 0 pour $m_X = 250\ GeV$ et 3 : 1 pour $m_X = 1\ TeV$. Le mécanisme de production de X pour le spin 0 n'a pas d'influence sur les distributions angulaires et n'est donc pas mentionné. Source : [32].*

Dans l'étude du spin, le mode de production de la particule a une influence sur la distribution angulaire. Pour le cas de $J^P = 0^-$, la contribution $q\bar{q}$ est négligeable par rapport à gg, et n'est donc pas considérée. Pour l'état de spin 2, une particule de type graviton avec un couplage minimal est considéré : 2^+_m, correspondant à $g_1 = g_5 = 1$. Pour l'état 2^-, les couplages $g_8 = g_9 = 1$ sont fixés. La production du boson 2^+_m est dominée par la fusion de gluons, tandis que la fusion de quarks est de l'ordre de 4 % au LO [33, 34]. Les corrections d'ordre supérieur de QCD peuvent influencer cette fraction, d'où l'étude en fonction de la fraction $f_{q\bar{q}}$ de production par le mode $q\bar{q}$.

L'analyse de spin combinée [35] utilise les canaux $H \to \gamma\gamma$, $H \to WW^* \to l\nu l\nu$, $H \to ZZ^* \to 4l$ avec $20,7\ fb^{-1}$ de données collectées à une énergie $\sqrt{s} = 8\ TeV$, et $4,6\ fb^{-1}$ additionnels collectées à $\sqrt{s} = 7\ TeV$ pour $H \to ZZ^* \to 4l$. La discrimination est faite entre les états $J^P = 0^+$ et un modèle spécifique avec $J^P = 2^+$.

Le test statistique utilisé est :

$$q = log\frac{L(J^P = 0^+, \hat{\hat{\mu}}_{0^+}\hat{\hat{\theta}}_{0^+})}{L(J^P_{alt}, \hat{\hat{\mu}}_{J^P_{alt}}\hat{\hat{\theta}}_{J^P_{alt}})} \tag{5.8}$$

avec

$$L(J^P, \mu, \theta) = \prod_j^{N_{chan}}\prod_i^{N_{bins}} P(N_{i,j}|\mu_j S_{i,j}^{J^P}(\vec{\theta}) + B_{i,j}(\vec{\theta})) \times A_j(\vec{\theta}) \tag{5.9}$$

où S et B sont les distributions d'événements de signal et bruit de fond dans les différents intervalles de mesure. Le terme A contraint des paramètres de nuisance par des mesures auxiliaires. Le niveau de confiance d'exclusion de spin alternatif est :

$$CL_s(J^P_{alt}) = \frac{p_0(J^P_{alt})}{1 - p_0(0^+)} \tag{5.10}$$

L'analyse $H \to \gamma\gamma$, utilisant la sélection usuelle de cette analyse, utilise l'angle des photons par rapport à l'axe z dans le référentiel de Collins-Soper, ce qui permet de minimiser les effets de radiations initiales et augmente la discrimination par rapport aux autres directions. La distribution angulaire du bruit de fond dans la région du signal est obtenue par une extrapolation de la distribution angulaire des régions de masse extérieures au signal. Après soustration du bruit de fond, la distribution est comparée aux hypothèses de spin 0 et 2. L'analyse $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ sélectionne deux leptons de saveurs différentes, sans jets de $p_T > 25\ GeV$ dans la région $|\eta| < 4,5$. Le seuil pour le veto de jets est requis de $p_T > 30\ GeV$ dans la région $2,5 < |\eta| < 4,5$ pour réduire l'effet des jets d'empilement. Les leptons sont requis d'impulsion $p_T > 25\ GeV$ et $p_T > 15\ GeV$. Des coupures topologiques sont ajoutées pour augmenter la sensibilité des deux hypothèses de spin : $m_{ll} < 80\ GeV$, $p_T^{ll} > 20\ GeV$, $\Delta\phi_{ll} < 2,8\ rad$. En raison de la présence des neutrinos, les angles de particules ne peuvent pas être reconstruits complètement, de sorte qu'un arbre de décision stimulé est utilisé pour séparer les deux hypothèses de spin. L'analyse $H \to ZZ^* \to 4l$ exploite les distributions angulaires des particules produites et les masses di-leptons pour discriminer entre l'hypothèse de spin 0 et 2.

Les résultats (Fig. 5.23) favorisent l'hypothèse $J^P = 0^+$ tandis que l'hypothèse $J^P = 2^+$ est exclue à $99,9$ % CL quelque soit la fraction de contribution de fusion de gluons et de quarks dans l'état initial de production de la particule hypothétique de spin 2.

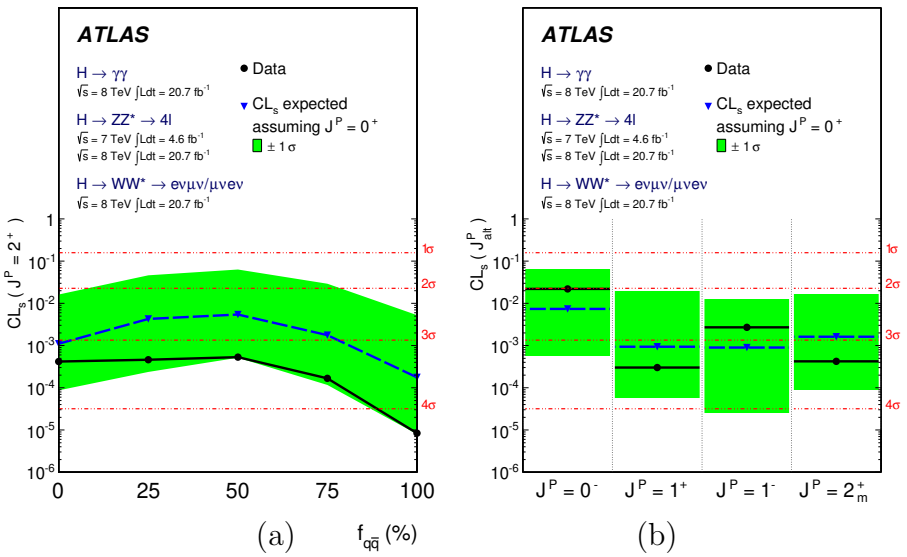


FIGURE 5.23 – *Niveaux de confiance de l'exclusion de l'hypothèse de (a) spin 2 et (b) différentes hypothèses de spin. Source : [35].*

5.15.2 Masse du Higgs

La mesure de la masse par ATLAS avec les canaux $H \to \gamma\gamma$ et $H \to 4l$ pour les données de 2011 ($4,5\ fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 7\ TeV$) et 2012 ($20,3\ fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 8\ TeV$) aboutit à la mesure [36] $m_H = 125,36 \pm 0,37\ (stat) \pm 0,18\ (syst)\ GeV$, soit $m_H = 125,36 \pm 0,41\ GeV$.

5.15.3 Force de signal

La force de signal inclusive mesurée [37] par ATLAS (Fig. 5.40a) est compatible avec celle prédite par le Modèle Standard : $\mu = 1.18 \pm 0.10\ (stat) \pm 0.07\ (syst\ exp) \pm 0.08\ (syst\ th)$ ($\mu = 1,29 \pm 0,33$ pour $H \to \gamma\gamma$ [36]).

5.15.4 Sections efficaces fiducielles et différentielles

Les sections efficaces fiducielles et différentielles, obtenues pour les canaux $H \to \gamma\gamma$ [38], $H \to 4l$ [39], et pour la combinaison [40], ne présentent pas de déviation significative par rapport à la prédiction du Modèle Standard. Les sections efficaces totales de production mesurées sont [37] $22,1^{+6,7}_{-5,3}\ (stat)\ ^{+2,7}_{-2,3}\ (exp)\ ^{+1,9}_{-1,4}\ (th)\ pb$ à $\sqrt{s} = 7\ TeV$ et $27,7\ \pm 3,0\ (stat)\ ^{+2,0}_{-1,7}\ (exp)\ ^{+1,2}_{-0,9}\ (th)\ pb$ à $\sqrt{s} = 8\ TeV$.

5.15.5 Modes de production et couplages du Higgs

La mesure des modes de production du Higgs (ggH, VBF, WH, ZH, ttH, etc.), ainsi que leurs sous-ensembles en termes de désintégrations de particules internes, repose sur la construction, pour chaque canal de désintégration, de catégories isolant chaque mode de production afin de mesurer sa force de signal. Pour chaque catégorie dédiée à un mode primaire, les éventuelles contaminations par un mode secondaire sont prises en compte dans l'ajustement. Les résultats de ces mesures pour les canaux $H \to \gamma\gamma$ [41] et $H \to 4l$ [42] sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard.

L'utilisation de multiples catégories dans l'analyse permet d'obtenir un système surcontraint qui permet d'extraire les forces de signal pour différents processus de production et désintégration, donc de sonder les couplages. La séparation des modes de production est faite par sous-ensembles (fusion de gluons, ttH) et (VBF, VH), ou encore par couplage, tenant compte de la production et de la désintégration. A chaque canal de recherche du Higgs est associée une force de signal pour la production $\mu_i = \sigma_i/\sigma_{i,SM}$ et la désintégration $\mu_f = BR_f/BR_{f,SM}$. Le nombre attendu d'événements de signal dans chaque canal k s'écrit :

$$n^k_{signal} = \sum_i \mu_i \sigma_{i,SM} \times A^k_i \times \epsilon^k_{if} \times \mu_f BR_{f,SM} \times L^k \tag{5.11}$$

où interviennent l'acceptance A, l'efficacité ϵ, le rapport d'embranchement BR et la luminosité L^k.

Compte tenu des résultats de la première découverte d'une particule [25], l'étude des couplages du Higgs aux différentes particules est basée sur l'hypothèse d'un boson scalaire pair en CP, de masse $m_H = 126\ GeV$. La largeur de désintégration du Higgs est considérée comme négligeable pour $m_H = 126\ GeV$. Seules les modifications de forces de couplage sont considérées. Les forces de signal sont exprimées en termes de facteur d'échelle κ sur les largeurs partielles de désintégration. Le minimum du rapport de vraisemblance [4] Λ définit le résultat de l'ajustement du paramètre d'intéret sur les données.

Les facteurs d'échelle κ_i à l'ordre LO des amplitudes des processus, sont définis de sorte que les sections efficaces σ_{ii} ou les rapports d'embranchement Γ_{ii} pour la particule i soient proportionnels à κ_i^2 lorsqu'ils sont comparés à la prédiction du Modèle Standard. Ainsi, pour la réaction $ii \to H \to ff$, on a :

$$\sigma_{ii\to H} \times \underbrace{BR_{H\to ff}}_{\Gamma_{H\to ff}/\Gamma_H} = \sigma_{SM}(ii \to H) \cdot \kappa_i^2 \times BR_{SM}(H \to ff) \cdot \frac{\kappa_f^2}{\kappa_H^2} \tag{5.12}$$

Le Modèle Standard correspond au cas où tous les facteurs d'échelles ont $\kappa = 1$. Le facteur d'échelle κ_H représente le rapport entre la largeur du Higgs et celle prédite par le Modèle Standard. Plus généralement, chacun des modes de production et désintégration peut s'exprimer en fonction des facteurs d'échelle. Dans le cas de boucles, le facteur d'échelle peut s'exprimer comme une dépendance de ceux des particules de la boucle, ce qui est le cas pour le Modèle Standard, ou comme un facteur d'échelle effectif pour tenir compte de modèles au-delà du Modèle Standard. En particulier, un facteur d'échelle κ_H non dépendant des contributions des particules du Modèle Standard permet de prendre en compte la contribution de désintégrations invisibles ou non expérimentalement détectables du Higgs. Les modes de production permettent d'écrire :

$$\frac{\sigma_{ggH}}{\sigma^{\rm SM}_{ggH}} = \begin{cases} \kappa_g^2(\kappa_b, \kappa_t, m_H) \\ \kappa_g^2 \end{cases} \qquad \frac{\sigma_{\rm VBF}}{\sigma^{\rm SM}_{\rm VBF}} = \kappa^2_{\rm VBF}(\kappa_{WH}, \kappa_{ZH}, m_H)$$

$$\frac{\sigma_{WH}}{\sigma^{\rm SM}_{WH}} = \kappa_W^2 \qquad \frac{\sigma_{ZH}}{\sigma^{\rm SM}_{ZH}} = \kappa_Z^2 \qquad \frac{\sigma_{t\bar{t}H}}{\sigma^{\rm SM}_{t\bar{t}H}} = \kappa_t^2$$

Les modes de désintégration expérimentalement détectables permettent d'écrire :

$$\frac{\Gamma_{WW^{(*)}}}{\Gamma^{\rm SM}_{WW^{(*)}}} = \kappa_W^2 \qquad \frac{\Gamma_{ZZ^{(*)}}}{\Gamma^{\rm SM}_{ZZ^{(*)}}} = \kappa_Z^2$$

$$\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma^{\rm SM}_{b\bar{b}}} = \kappa_b^2 \qquad \frac{\Gamma^{\tau^-\tau^+}}{\Gamma^{\rm SM}_{\tau^-\tau^+}} = \kappa_\tau^2$$

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{\Gamma^{\rm SM}_{\gamma\gamma}} = \begin{cases} \kappa_\gamma^2(\kappa_b, \kappa_t, \kappa_\tau, \kappa_W, m_H) \\ \kappa_\gamma^2 \end{cases} \qquad \frac{\Gamma_{Z\gamma}}{\Gamma^{\rm SM}_{Z\gamma}} = \begin{cases} \kappa_{Z\gamma}^2(\kappa_b, \kappa_t, \kappa_\tau, \kappa_W, m_H) \\ \kappa_{Z\gamma}^2 \end{cases}$$

4. La vraisemblance est notée Λ pour ne pas confondre avec l'un des paramètres de couplages noté λ.

Les modes de désintégration expérimentalement non indétectables actuellement permettent d'écrire :

$$\frac{\Gamma_{t\bar{t}}}{\Gamma_{t\bar{t}}^{\mathrm{SM}}} = \kappa_t^2 \qquad \frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{c\bar{c}}^{\mathrm{SM}}} = \kappa_t^2 \qquad \frac{\Gamma_{\mu^-\mu^+}}{\Gamma_{\mu^-\mu^+}^{\mathrm{SM}}} = \kappa_\tau^2$$

$$\frac{\Gamma_{gg}}{\Gamma_{gg}^{\mathrm{SM}}} = \begin{cases} \kappa^2_{H\to gg}(\kappa_b, \kappa_t, m_H) \\ \kappa_g^2 \end{cases} \qquad \frac{\Gamma_{s\bar{s}}}{\Gamma_{s\bar{s}}^{\mathrm{SM}}} = \kappa_b^2$$

Les facteurs d'échelle pour les couplages du Higgs aux fermions et aux bosons vectoriels s'écrivent respectivement κ_F et κ_V.

De nombreuses extensions du Modèle Standard contiennent des Higgs se désintégrant totalement ou partiellement en particules n'interagissant pas avec le détecteur, par exemple les neutralinos, gravitinos, gravitons, majorons, mais également certains scénarios avec des dimensions supplémentaires. Pour tenir compte de cela, deux scénarios sont considérés : soit avec une largeur du Higgs qui dépend des autres particules, soit sans contrainte. Ainsi, la largeur totale du Higgs permet d'écrire : $\frac{\Gamma_H}{\Gamma_H^{\mathrm{SM}}} = \begin{cases} \kappa_H^2(\kappa_i, m_H) \\ \kappa_H^2 \end{cases}$.

La figure 5.24 illustre différents couplages relatifs aux diagrammes de production et de désintégration. Les principaux modes de production et de désintégration pour le canal $H \to \gamma\gamma$ sont encadrés en couleur.

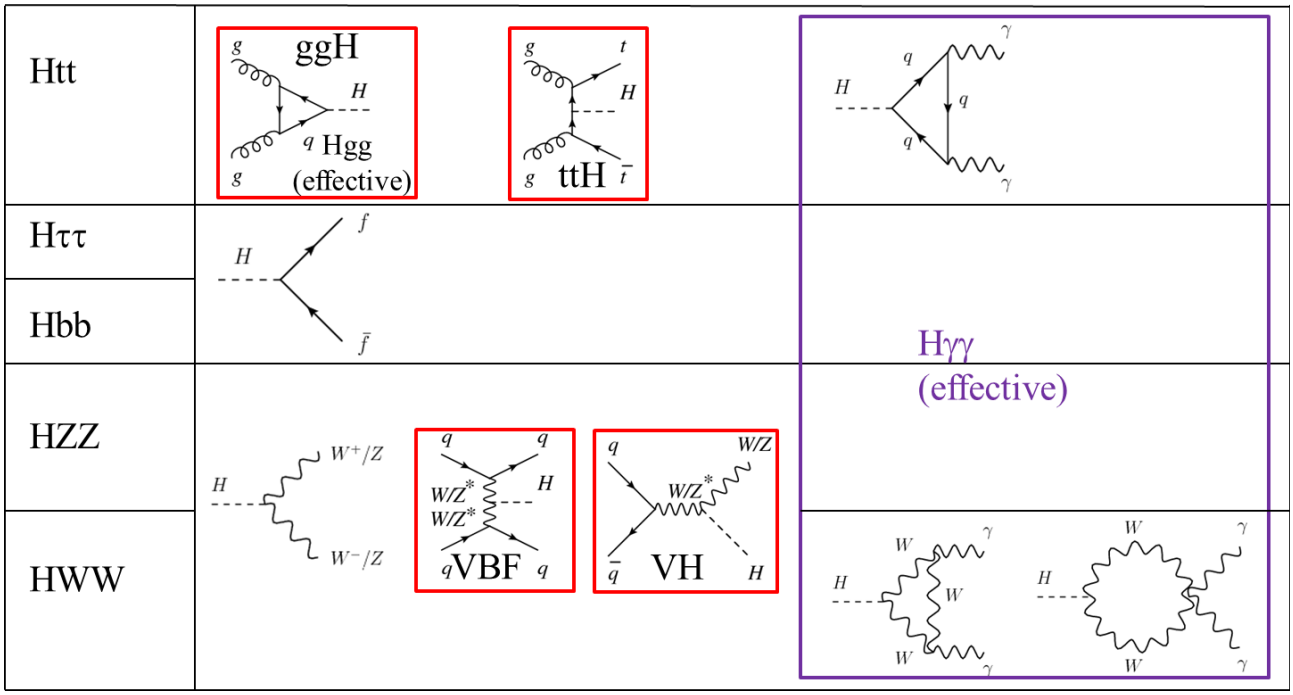


FIGURE 5.24 – *Illustration de différents couplages relatifs aux diagrammes de production et désintégration.*

En présence d'une boucle virtuelle et d'un choix de vertex non effectif, les facteurs de couplages peuvent s'exprimer en fonction des facteurs d'échelle des contributions internes.

Le facteur d'échelle de production du Higgs par fusion de gluons permet d'écrire :

$$\kappa_g^2(\kappa_b, \kappa_t, m_H) = \frac{\kappa_t^2 \sigma_{ggH}^{tt}(m_H) + \kappa_b^2 \sigma_{ggH}^{bb}(m_H) + \kappa_t \kappa_b \cdot \sigma_{ggH}^{tb}(m_H)}{\sigma_{ggH}^{tt}(m_H) + \sigma_{ggH}^{bb}(m_H) + \sigma_{ggH}^{tb}(m_H)} \tag{5.13}$$

De manière similaire, la largeur partielle de désintégration du Higgs en paires de gluons permet d'écrire :

$$\frac{\Gamma_{gg}}{\Gamma_{gg}^{SM}(m_H)} = \frac{\kappa_t^2 \Gamma_{gg}^{tt}(m_H) + \kappa_b^2 \Gamma_{gg}^{bb}(m_H) + \kappa_t \kappa_b \cdot \Gamma_{gg}^{tb}(m_H)}{\Gamma_{gg}^{tt}(m_H) + \Gamma_{gg}^{bb}(m_H) + \Gamma_{gg}^{tb}(m_H)} \tag{5.14}$$

Le facteur d'échelle de production du Higgs par processus VBF permet d'écrire :

$$\kappa_{VBF}^2(\kappa_W, \kappa_Z, m_H) = \frac{\kappa_W^2 \sigma_{WF}(m_H) + \kappa_Z^2 \sigma_{ZF}(m_H)}{\sigma_{WF}(m_H) + \sigma_{ZF}(m_H)} \tag{5.15}$$

La désintégration $H \to \gamma\gamma$ permet d'écrire :

$$\kappa_\gamma^2(\kappa_b, \kappa_t, \kappa_\tau, \kappa_W, m_H) = \frac{\sum_{i,j} \kappa_i \kappa_j \Gamma_{\gamma\gamma}^{ij}(m_H)}{\sum_{i,j} \Gamma_{\gamma\gamma}^{ij}(m_H)} \tag{5.16}$$

où les paires (i, j) sont bb, tt, $\tau\tau$, WW, bt, $b\tau$, bW, $t\tau$, tW, τW.

La désintégration $H \to Z\gamma$ permet d'écrire :

$$\kappa_{(Z\gamma)}^2(\kappa_b, \kappa_t, \kappa_\tau, \kappa_W, m_H) = \frac{\sum_{i,j} \kappa_i \kappa_j \Gamma_{Z\gamma}^{ij}(m_H)}{\sum_{i,j} \Gamma_{Z\gamma}^{ij}(m_H)} \tag{5.17}$$

où les paires (i, j) sont bb, tt, $\tau\tau$, WW, bt, $b\tau$, bW, $t\tau$, tW, τW.

Le facteur d'échelle pour la largeur totale peut s'écrire en fonction des largeurs de désintégration :

$$\kappa_H^2(\kappa_i, m_H) = \sum_{\substack{j = WW^{(*)}, ZZ^{(*)}, \gamma\gamma, Z\gamma \\ \mu^-\mu^+, \tau^-\tau^+ \\ b\bar{b}, c\bar{c}, s\bar{s}, t\bar{t}, gg}} \frac{\Gamma_j(\kappa_i, m_H)}{\Gamma_H^{SM}(m_H)} \tag{5.18}$$

Différents scénarios de paramétrisation sont développés afin d'explorer différents aspects de la structure de couplage. Seules les modifications des forces de couplage sont prises en compte tandis que la structure proprement dite des couplages est supposée comme dans le cas du Modèle Standard. Pour un accélérateur protons-protons, la section efficace totale de production et de désintégration du Higgs n'est pas mesurable, en raison de la largeur intrinsèque du Higgs trop faible, de la possibilité de désintégrations invisibles, ou visibles mais non distinguables du bruit de fond. La largeur totale peut être mesurée si des hypothèses sont posées sur le modèle, ou en utilisant des rapports de force de signal.

En l'absence d'hypothèse sur la largeur totale du Higgs, seuls les rapports de facteurs d'échelle peuvent être mesurés, notés $\lambda_{xy} = \kappa_x / \kappa_y$.

5.15.5.1 Facteur d'échelle global

Le facteur d'échelle global est $\kappa^2 = \mu$ où le terme κ^2 intervient (Tab. 5.5) pour la production, la désintégration et la largeur de désintégration.

Common scale factor Free parameter : $\kappa(= \kappa_t = \kappa_b = \kappa_\tau = \kappa_W = \kappa_Z)$.					
	$H \to \gamma\gamma$	$H \to ZZ^{(*)}$	$H \to WW^{(*)}$	$H \to b\bar{b}$	$H \to \tau^-\tau^+$
ggH $t\bar{t}H$ VBF WH ZH	κ^2				

Tableau 5.5 – *Paramétrisation du modèle où un seul facteur d'échelle κ est appliqué pour la production et la désintégration du Higgs. Source : [43].*

5.15.5.2 couplage aux fermions et bosons vectoriels

Le scénario (Tab. 5.6) sonde les facteurs d'échelle pour les couplages du Higgs aux bosons vectoriels $\kappa_V = \kappa_W = \kappa_Z$ et pour les fermions $\kappa_f = \kappa_t = \kappa_b = \kappa_\tau$, sans distinction entre familles.

Boson and fermion scaling assuming no invisible or undetectable widths Free parameters : $\kappa_V(= \kappa_W = \kappa_Z)$, $\kappa_f(= \kappa_t = \kappa_b = \kappa_\tau)$.					
	$H \to \gamma\gamma$	$H \to ZZ^{(*)}$	$H \to WW^{(*)}$	$H \to b\bar{b}$	$H \to \tau^-\tau^+$
ggH $t\bar{t}H$	$\frac{\kappa_f^2 \cdot \kappa_\gamma^2(\kappa_f, \kappa_f, \kappa_f, \kappa_V)}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_f^2 \cdot \kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$		$\frac{\kappa_f^2 \cdot \kappa_f^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	
VBF WH ZH	$\frac{\kappa_V^2 \cdot \kappa_\gamma^2(\kappa_f, \kappa_f, \kappa_f, \kappa_V)}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_V^2 \cdot \kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$		$\frac{\kappa_V^2 \cdot \kappa_f^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	

Boson and fermion scaling without assumptions on the total width Free parameters : $\kappa_{VV}(= \kappa_V \cdot \kappa_V / \kappa_H)$, $\lambda_{fV}(= \kappa_f / \kappa_V)$.					
	$H \to \gamma\gamma$	$H \to ZZ^{(*)}$	$H \to WW^{(*)}$	$H \to b\bar{b}$	$H \to \tau^-\tau^+$
ggH $t\bar{t}H$	$\kappa_{VV}^2 \cdot \lambda_{fV}^2 \cdot \kappa_f^2(\lambda_{fV}, \lambda_{fV}, \lambda_{fV}, 1)$	$\kappa_{VV}^2 \cdot \lambda_{fV}^2$		$\kappa_{VV}^2 \cdot \lambda_{fV}^2 \cdot \lambda_{fV}^2$	
VBF WH ZH	$\kappa_{VV}^2 \cdot \kappa_f^2(\lambda_{fV}, \lambda_{fV}, \lambda_{fV}, 1)$	κ_{VV}^2		$\kappa_{VV}^2 \cdot \lambda_{fV}^2$	

$\kappa_i^2 = \Gamma_{ii} / \Gamma_{ii}^{\mathrm{SM}}$

Tableau 5.6 – *Paramétrisation du modèle où les échelles de couplage de bosons vectoriels κ_V et de fermions κ_f sont choisis comme communs. Source : [43].*

5.15.5.3 Symétrie custodiale pour les bosons vectoriels

Le scénario de la symétrie custodiale (Tab. 5.7) sonde la compatibilité des facteurs d'échelle pour le boson W et Z, justifiée par la valeur unitaire du paramètre phénoménologique $\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2\theta_W}$.

Probing custodial symmetry assuming no invisible or undetectable widths
Free parameters : κ_Z, $\lambda_{WZ}(=\kappa_W/\kappa_Z)$, $\kappa_f(=\kappa_t=\kappa_b=\kappa_\tau)$.

	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$	$H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$ | $H\to\tau^-\tau^+$
$\begin{matrix}ggH\\ t\bar{t}H\end{matrix}$	$\frac{\kappa_f^2\cdot\kappa_\gamma^2(\kappa_f,\kappa_f,\kappa_f,\kappa_Z\lambda_{WZ})}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_f^2\cdot\kappa_Z^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_f^2\cdot(\kappa_Z\lambda_{WZ})^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_f^2\cdot\kappa_f^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$
VBF	$\frac{\kappa_{VBF}^2(\kappa_Z,\kappa_Z\lambda_{WZ})\cdot\kappa_\gamma^2(\kappa_f,\kappa_f,\kappa_f,\kappa_Z\lambda_{WZ})}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_{VBF}^2(\kappa_Z,\kappa_Z\lambda_{WZ})\cdot\kappa_Z^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_{VBF}^2(\kappa_Z,\kappa_Z\lambda_{WZ})\cdot(\kappa_Z\lambda_{WZ})^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_{VBF}^2(\kappa_Z,\kappa_Z\lambda_{WZ})\cdot\kappa_f^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$
WH	$\frac{(\kappa_Z\lambda_{WZ})^2\cdot\kappa_\gamma^2(\kappa_f,\kappa_f,\kappa_f,\kappa_Z\lambda_{WZ})}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{(\kappa_Z\lambda_{WZ})^2\cdot\kappa_Z^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{(\kappa_Z\lambda_{WZ})^2\cdot(\kappa_Z\lambda_{WZ})^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{(\kappa_Z\lambda_{WZ})^2\cdot\kappa_f^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$
ZH	$\frac{\kappa_Z^2\cdot\kappa_\gamma^2(\kappa_f,\kappa_f,\kappa_f,\kappa_Z\lambda_{WZ})}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_Z^2\cdot\kappa_Z^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_Z^2\cdot(\kappa_Z\lambda_{WZ})^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_Z^2\cdot\kappa_f^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$

Probing custodial symmetry without assumptions on the total width
Free parameters : $\kappa_{ZZ}(=\kappa_Z\cdot\kappa_Z/\kappa_H)$, $\lambda_{WZ}(=\kappa_W/\kappa_Z)$, $\lambda_{FZ}(=\kappa_f/\kappa_Z)$.

	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$	$H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$ | $H\to\tau^-\tau^+$
$\begin{matrix}ggH\\ t\bar{t}H\end{matrix}$	$\kappa_{ZZ}^2\lambda_{FZ}^2\cdot\kappa_\gamma^2(\lambda_{FZ},\lambda_{FZ},\lambda_{FZ},\lambda_{WZ})$	$\kappa_{ZZ}^2\lambda_{FZ}^2$	$\kappa_{ZZ}^2\lambda_{FZ}^2\cdot\lambda_{WZ}^2$	$\kappa_{ZZ}^2\lambda_{FZ}^2\cdot\lambda_{FZ}^2$
VBF	$\kappa_{ZZ}^2\kappa_{VBF}^2(1,\lambda_{WZ}^2)\cdot\kappa_\gamma^2(\lambda_{FZ},\lambda_{FZ},\lambda_{FZ},\lambda_{WZ})$	$\kappa_{ZZ}^2\kappa_{VBF}^2(1,\lambda_{WZ}^2)$	$\kappa_{ZZ}^2\kappa_{VBF}^2(1,\lambda_{WZ}^2)\cdot\lambda_{WZ}^2$	$\kappa_{ZZ}^2\kappa_{VBF}^2(1,\lambda_{WZ}^2)\cdot\lambda_{FZ}^2$
WH	$\kappa_{ZZ}^2\lambda_{WZ}^2\cdot\kappa_\gamma^2(\lambda_{FZ},\lambda_{FZ},\lambda_{FZ},\lambda_{WZ})$	$\kappa_{ZZ}^2\cdot\lambda_{WZ}^2$	$\kappa_{ZZ}^2\lambda_{WZ}^2\cdot\lambda_{WZ}^2$	$\kappa_{ZZ}^2\lambda_{WZ}^2\cdot\lambda_{FZ}^2$
ZH	$\kappa_{ZZ}^2\cdot\kappa_\gamma^2(\lambda_{FZ},\lambda_{FZ},\lambda_{FZ},\lambda_{WZ})$	κ_{ZZ}^2	$\kappa_{ZZ}^2\cdot\lambda_{WZ}^2$	$\kappa_{ZZ}^2\cdot\lambda_{FZ}^2$

$\kappa_i^2=\Gamma_{ii}/\Gamma_{ii}^{\mathrm{SM}}$

Tableau 5.7 – *Paramétrisation pour le scénario de test de la symétrie custodiale à travers le paramètre λ_{WZ}. Source : [43].*

5.15.5.4 Symétrie up/down

Le scénario (Tab. 5.8) sonde la compatibilité des facteurs d'échelle pour les particules de type up et down, ce qui permet notamment d'explorer des extensions du Modèle Standard.

Probing up-type and down-type fermion symmetry assuming no invisible or undetectable widths
Free parameters : $\kappa_V(=\kappa_Z=\kappa_W)$, $\lambda_{du}(=\kappa_d/\kappa_u)$, $\kappa_u(=\kappa_t)$.

	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$ | $H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$ | $H\to\tau^-\tau^+$
ggH	$\frac{\kappa_g^2(\kappa_u\lambda_{du},\kappa_u)\cdot\kappa_\gamma^2(\kappa_u\lambda_{du},\kappa_u,\kappa_u\lambda_{du},\kappa_V)}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_g^2(\kappa_u\lambda_{du},\kappa_u)\cdot\kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_g^2(\kappa_u\lambda_{du},\kappa_u)\cdot(\kappa_u\lambda_{du})^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$
$t\bar{t}H$	$\frac{\kappa_u^2\cdot\kappa_\gamma^2(\kappa_u\lambda_{du},\kappa_u,\kappa_u\lambda_{du},\kappa_V)}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_u^2\cdot\kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_u^2\cdot(\kappa_u\lambda_{du})^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$
VBF WH ZH	$\frac{\kappa_V^2\cdot\kappa_\gamma^2(\kappa_u\lambda_{du},\kappa_u,\kappa_u\lambda_{du},\kappa_V)}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_V^2\cdot\kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_V^2\cdot(\kappa_u\lambda_{du})^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$

Probing up-type and down-type fermion symmetry without assumptions on the total width
Free parameters : $\kappa_{uu}(=\kappa_u\cdot\kappa_u/\kappa_H)$, $\lambda_{du}(=\kappa_d/\kappa_u)$, $\lambda_{Vu}(=\kappa_V/\kappa_u)$.

	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$ | $H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$ | $H\to\tau^-\tau^+$
ggH	$\kappa_{uu}^2\kappa_g^2(\lambda_{du},1)\cdot\kappa_\gamma^2(\lambda_{du},1,\lambda_{du},\lambda_{Vu})$	$\kappa_{uu}^2\kappa_g^2(\lambda_{du},1)\cdot\lambda_{Vu}^2$	$\kappa_{uu}^2\kappa_g^2(\lambda_{du},1)\cdot\lambda_{du}^2$
$t\bar{t}H$	$\kappa_{uu}^2\cdot\kappa_\gamma^2(\lambda_{du},1,\lambda_{du},\lambda_{Vu})$	$\kappa_{uu}^2\cdot\lambda_{Vu}^2$	$\kappa_{uu}^2\cdot\lambda_{du}^2$
VBF WH ZH	$\kappa_{uu}^2\lambda_{Vu}^2\cdot\kappa_\gamma^2(\lambda_{du},1,\lambda_{du},\lambda_{Vu})$	$\kappa_{uu}^2\lambda_{Vu}^2\cdot\lambda_{Vu}^2$	$\kappa_{uu}^2\lambda_{Vu}^2\cdot\lambda_{du}^2$

$\kappa_i^2=\Gamma_{ii}/\Gamma_{ii}^{\mathrm{SM}}$, $\kappa_d=\kappa_b=\kappa_t$

Tableau 5.8 – *Paramétrisation pour le scénario de test de la symétrie up-down des fermions, à travers le paramètre λ_{du}. Source : [43].*

5.15.5.5 Symétrie quark/lepton

Le scénario (Tab. 5.9) sonde la compatibilité des facteurs d'échelle entre quarks et leptons.

Probing quark and lepton fermion symmetry assuming no invisible or undetectable widths Free parameters : $\kappa_V(=\kappa_Z=\kappa_W)$, $\lambda_{lq}(=\kappa_l/\kappa_q)$, $\kappa_q(=\kappa_t=\kappa_b)$.					
	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$	$H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$	$H\to\tau^-\tau^+$
ggH $t\bar{t}H$	$\frac{\kappa_q^2\cdot\kappa_\gamma^2(\kappa_q,\kappa_q,\kappa_q\lambda_{lq},\kappa_V)}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_q^2\cdot\kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$		$\frac{\kappa_q^2\cdot\kappa_q^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_q^2\cdot(\kappa_q\lambda_{lq})^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$
VBF WH ZH	$\frac{\kappa_V^2\cdot\kappa_\gamma^2(\kappa_q,\kappa_q,\kappa_q\lambda_{lq},\kappa_V)}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_V^2\cdot\kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$		$\frac{\kappa_V^2\cdot\kappa_q^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_V^2\cdot(\kappa_q\lambda_{lq})^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$
Probing quark and lepton fermion symmetry without assumptions on the total width Free parameters : $\kappa_{qq}(=\kappa_q\cdot\kappa_q/\kappa_H)$, $\lambda_{lq}(=\kappa_l/\kappa_q)$, $\lambda_{Vq}(=\kappa_V/\kappa_q)$.					
	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$	$H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$	$H\to\tau^-\tau^+$
ggH $t\bar{t}H$	$\kappa_{qq}^2\cdot\kappa_\gamma^2(1,1,\lambda_{lq},\lambda_{Vq})$	$\kappa_{qq}^2\cdot\lambda_{Vq}^2$		κ_{qq}^2	$\kappa_{qq}^2\cdot\lambda_{lq}^2$
VBF WH ZH	$\kappa_{qq}^2\lambda_{Vq}^2\cdot\kappa_\gamma^2(1,1,\lambda_{lq},\lambda_{Vq})$	$\kappa_{qq}^2\lambda_{Vq}^2\cdot\lambda_{Vq}^2$		$\kappa_{qq}^2\cdot\lambda_{Vq}^2$	$\kappa_{qq}^2\lambda_{Vq}^2\cdot\lambda_{lq}^2$

$\kappa_i^2=\Gamma_{ii}/\Gamma_{ii}^{\rm SM}$, $\kappa_l=\kappa_t$

Tableau 5.9 – *Paramétrisation pour le scénario de test de la symétrie quark-lepton des fermions, à travers le paramètre λ_{lq}. Source : [43].*

5.15.5.6 Structure des boucles et particules non standard

Le scénario de structure de boucle (Tab. 5.10) permet en particulier de tester l'existence de particules non standard dans les boucles. Dans le scénario où la largeur du Higgs peut contenir des désintégrations invisibles, le rapport d'embranchement invisible est introduit suivant : $\Gamma_H=\Gamma_{inv,\ undet}+\kappa_H^2(\kappa_i)\Gamma_H^{SM}=\frac{\kappa_H^2\Gamma_{SM}}{1-BR_{inv,\ undet}}$.

Probing loop structure assuming no invisible or undetectable widths Free parameters : κ_g, κ_γ.					
	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$	$H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$	$H\to\tau^-\tau^+$
ggH	$\frac{\kappa_g^2\cdot\kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_g^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$			
$t\bar{t}H$ VBF WH ZH	$\frac{\kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{1}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$			
Probing loop structure allowing for invisible or undetectable widths Free parameters : κ_g, κ_γ, BR_{inv}.					
	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$	$H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$	$H\to\tau^-\tau^+$
ggH	$\frac{\kappa_g^2\cdot\kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)/(1-BR_{inv})}$	$\frac{\kappa_g^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)/(1-BR_{inv})}$			
$t\bar{t}H$ VBF WH ZH	$\frac{\kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)/(1-BR_{inv})}$	$\frac{1}{\kappa_H^2(\kappa_i)/(1-BR_{inv})}$			

$\kappa_i^2=\Gamma_{ii}/\Gamma_{ii}^{\rm SM}$

Tableau 5.10 – *Paramétrisation pour le scénario de test de la structure de boucle, où les couplages effectifs peuvent être ajustés à travers κ_g et κ_γ. Au lieu d'absorber κ_H, une contribution est ajoutée pour tenir compte de la largeur invisible ou non détectable par l'intermédiaire du paramètre BR_{inv}. Source : [43].*

5.15.5.7 Structure des boucles et particules non standard, avec autres facteurs d'échelle libres

Ce scénario (Tab. 5.11) est une variation du précédent, où cette fois-ci les autres facteurs d'échelle peuvent être différents de 1.

Probing loops while allowing other couplings to float assuming no invisible or undetectable widths Free parameters : κ_g, κ_γ, $\kappa_V(=\kappa_W=\kappa_Z)$, $\kappa_f(=\kappa_t=\kappa_b=\kappa_\tau)$.				
	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$ | $H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$	$H\to\tau^-\tau^+$
ggH	$\frac{\kappa_g^2\cdot\kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_g^2\cdot\kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_g^2\cdot\kappa_f^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	
$t\bar{t}H$	$\frac{\kappa_f^2\cdot\kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_f^2\cdot\kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_f^2\cdot\kappa_f^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	
VBF WH ZH	$\frac{\kappa_V^2\cdot\kappa_\gamma^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_V^2\cdot\kappa_V^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	$\frac{\kappa_V^2\cdot\kappa_f^2}{\kappa_H^2(\kappa_i)}$	

Probing loops while allowing other couplings to float allowing for invisible or undetectable widths Free parameters : $\kappa_{gV}(=\kappa_g\cdot\kappa_V/\kappa_H)$, $\lambda_{Vg}(=\kappa_V/\kappa_g)$, $\kappa_{Vg}(=\kappa_\gamma/\kappa_V)$, $\lambda_{fV}(=\kappa_f/\kappa_V)$.				
	$H\to\gamma\gamma$	$H\to ZZ^{(*)}$ | $H\to WW^{(*)}$	$H\to b\bar{b}$	$H\to\tau^-\tau^+$
ggH	$\kappa_{gV}^2\cdot\kappa_{Vg}^2$	κ_{gV}^2	$\kappa_{gV}^2\cdot\lambda_{fV}^2$	
$t\bar{t}H$	$\kappa_{gV}^2\lambda_{Vg}^2\lambda_{fV}^2\cdot\kappa_{Vg}^2$	$\kappa_{gV}^2\lambda_{Vg}^2\lambda_{fV}^2$	$\kappa_{gV}^2\lambda_{Vg}^2\lambda_{fV}^2\cdot\lambda_{fV}^2$	
VBF WH ZH	$\kappa_{gV}^2\lambda_{Vg}^2\cdot\kappa_{Vg}^2$	$\kappa_{gV}^2\lambda_{Vg}^2$	$\kappa_{gV}^2\lambda_{Vg}^2\cdot\lambda_{fV}^2$	

$\kappa_i^2=\Gamma_{ii}/\Gamma_{ii}^{\rm SM}$, $\kappa_V=\kappa_W=\kappa_Z$, $\kappa_f=\kappa_t=\kappa_b=\kappa_t$

Tableau 5.11 – *Paramétrisation pour le scénario de test de la structure de boucle, où les couplages effectifs peuvent être ajustés à travers κ_g et κ_γ et les couplages de jauge et de fermions à travers les paramètres κ_V and κ_f. Source : [43].*

5.15.5.8 Paramétrisation maximale

Une paramétrisation maximale est présentée dans le tableau 5.12.

General parametrization allowing other couplings to float Free parameters : $\kappa_{gZ}(=\kappa_g\cdot\kappa_Z/\kappa_H)$, $\lambda_{\gamma Z}(=\kappa_\gamma/\kappa_Z)$, $\lambda_{WZ}(=\kappa_W/\kappa_Z)$, $\lambda_{bZ}(=\kappa_b/\kappa_Z)$, $\lambda_{\tau Z}(=\kappa_\tau/\kappa_Z)$, $\lambda_{Zg}(=\kappa_Z/\kappa_g)$, $\lambda_{tg}(=\kappa_t/\kappa_g)$.														
	$H\to\gamma\gamma$			$H\to ZZ^{(*)}$			$H\to WW^{(*)}$			$H\to b\bar{b}$			$H\to\tau^-\tau^+$		
ggH	κ_{gZ}^2	1	$\lambda_{\gamma Z}^2$	κ_{gZ}^2	1	1	κ_{gZ}^2	1	λ_{WZ}^2	κ_{gZ}^2	1	λ_{bZ}^2	κ_{gZ}^2	1	$\lambda_{\tau Z}^2$
$t\bar{t}H$	κ_{gZ}^2	λ_{tg}^2	$\lambda_{\gamma Z}^2$	κ_{gZ}^2	λ_{tg}^2	1	κ_{gZ}^2	λ_{tg}^2	λ_{WZ}^2	κ_{gZ}^2	λ_{tg}^2	λ_{bZ}^2	κ_{gZ}^2	λ_{tg}^2	$\lambda_{\tau Z}^2$
VBF	$\kappa_{gZ}^2\lambda_{Zg}^2\kappa_{VBF}^2(1,\lambda_{WZ})\lambda_{\gamma Z}^2$			$\kappa_{gZ}^2\lambda_{Zg}^2\kappa_{VBF}^2(1,\lambda_{WZ})1$			$\kappa_{gZ}^2\lambda_{Zg}^2\kappa_{VBF}^2(1,\lambda_{WZ})\lambda_{WZ}^2$			$\kappa_{gZ}^2\lambda_{Zg}^2\kappa_{VBF}^2(1,\lambda_{WZ})\lambda_{bZ}^2$			$\kappa_{gZ}^2\lambda_{Zg}^2\kappa_{\rm VBF}^2(1,\lambda_{WZ})\lambda_{\tau Z}^2$		
WH	κ_{gZ}^2	$\lambda_{Zg}^2\lambda_{WZ}^2$	$\lambda_{\gamma Z}^2$	κ_{gZ}^2	$\lambda_{Zg}^2\lambda_{WZ}^2$	1	κ_{gZ}^2	$\lambda_{Zg}^2\lambda_{WZ}^2$	λ_{WZ}^2	κ_{gZ}^2	$\lambda_{Zg}^2\lambda_{WZ}^2$	λ_{bZ}^2	κ_{gZ}^2	$\lambda_{Zg}^2\lambda_{WZ}^2$	$\lambda_{\tau Z}^2$
ZH	κ_{gZ}^2	λ_{Zg}^2	$\lambda_{\gamma Z}^2$	κ_{gZ}^2	λ_{Zg}^2	1	κ_{gZ}^2	λ_{Zg}^2	λ_{WZ}^2	κ_{gZ}^2	λ_{Zg}^2	λ_{bZ}^2	κ_{gZ}^2	λ_{Zg}^2	$\lambda_{\tau Z}^2$

$\kappa_i^2=\Gamma_{ii}/\Gamma_{ii}^{\rm SM}$

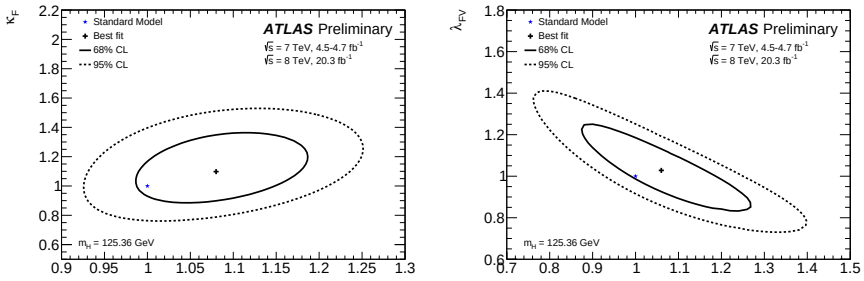
Tableau 5.12 – *Paramétrisation pour le scénario de test avec le plus grand nombre de degrés de liberté. Source : [43].*

5.15.6 Résultats de combinaison des canaux pour la mesure des couplages

La combinaison des couplages [37] utilise les canaux $H\to\gamma\gamma$, $H\to ZZ^{(*)}$, $H\to WW^{(*)}$, $H\to\tau\tau$, $H\to b\bar{b}$, $H\to\mu\bar{\mu}$, $H\to Z\gamma$, ainsi que les contraintes du mode ttH et la production hors couche de masse du Higgs, avec $4,5\ fb^{-1}$ de données de 2011 accumulées à $\sqrt{s}=7\ TeV$ et $20,3\ fb^{-1}$ de données de 2012 à $\sqrt{s}=8\ TeV$.

Les couplages sont mesurés dans différents scénarios. Le scénario explorant les couplages du Higgs aux fermions et bosons aboutit aux contraintes (Fig. 5.25) ou mesures suivantes, respectivement en supposant que seul le Modèle Standard contribue à la largeur totale, et que la largeur totale n'est pas contrainte :

$$\kappa_F = 1,11^{+0,17}_{-0,15} \qquad \lambda_{FV} = 1,02^{+0,15}_{-0,13}$$
$$\kappa_V = 1,09^{+0,07}_{-0,07} \qquad \kappa_{VV} = 1,07^{+0,14}_{-0,13}$$



(a) (b)

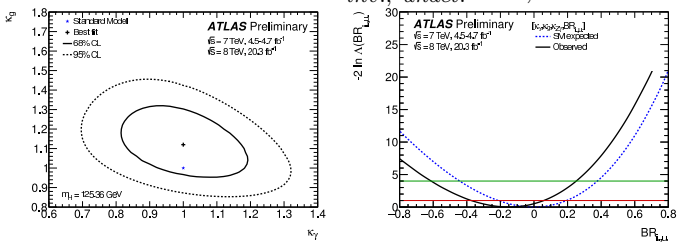
FIGURE 5.25 – *Contraintes pour le scénario des couplages du Higgs aux fermions et bosons de jauge, avec (a) ou sans l'hypothèse (b) que seul le Modèle Standard contribue à la largeur totale. Source : [37].*

Le scénario de symétrie custodiale entre les W et Z aboutit aux mesures suivantes :

$$\lambda_{WZ} = 1,00^{+0,15}_{-0,11} \qquad \kappa_{ZZ} = 1,06^{+0,29}_{-0,24}$$
$$\lambda_{FZ} = 1,03^{+0,21}_{-0,18}$$

Le scénario explorant la structure des boucles aboutit aux contraintes (Fig. 5.26) ou mesures suivantes, respectivement en supposant que seules les particules du Modèle Standard participent à la largeur totale, ou sans cette hypothèse :

$$\kappa_g = 1,12 \pm 0,12 \qquad \kappa_g = 1,12^{+0,14}_{-0,11}$$
$$\kappa_\gamma = 1,00 \pm 0,12 \qquad \kappa_\gamma = 1,00 \pm 0,12$$
$$BR_{inv.,\ undet.} < 0,27 \ at\ 95\ \%\ CL$$



(a) (b)

FIGURE 5.26 – *(a) Contour des forces de couplage κ_g et κ_γ, pour le scénario de structure de boucles, en supposant uniquement des contributions du Modèle Standard. (b) Evolution de la vraisemblance du rapport d'embranchement invisible ou non détecté. Source : [37].*

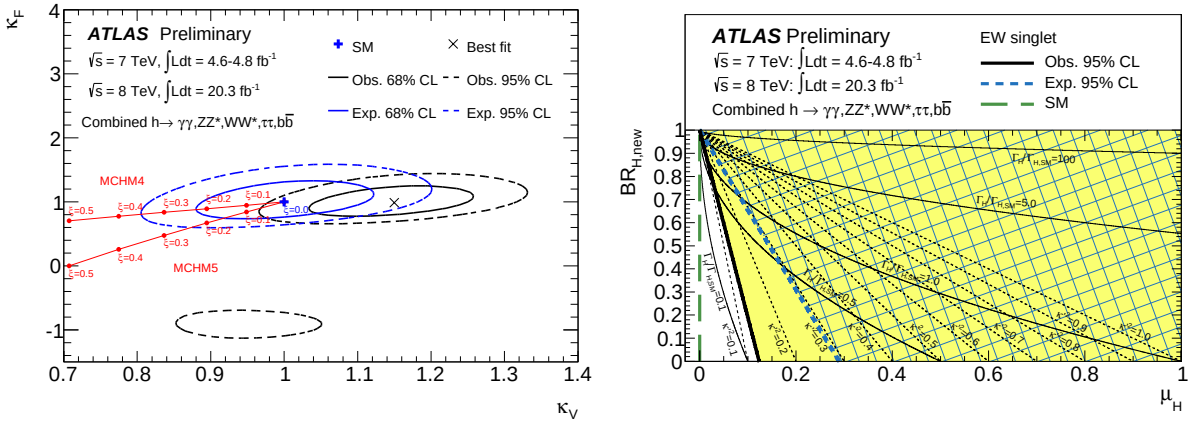
Davantage de scénarios sont explorés [37]. Les résultats sont compatibles avec le Modèle Standard dans la gamme $5 - 10$ %.

5.15.7 Contraintes sur la nouvelle physique à partir des mesures de couplages du Higgs

La mesure des couplages a permis de contraindre [44] des modèles de nouvelle physique. Aucune déviation de nouvelle physique n'est établie pour l'analyse de 2014, utilisant l'ensemble des données de 2011 et 2012.

Le scénario de Higgs composite minimal [45–47] (MCHM pour Minimal Composite Higgs Model) pourrait résoudre le problème de naturalité en introduisant le Higgs comme composite. Les couplages du Higgs sont alors modifiés par rapport à leur prédiction par le Modèle Standard, par l'échelle f de compositivité. Pour le modèle MCHM4 [45], les facteurs d'échelle s'écrivent $\kappa = \kappa_V = \kappa_F = \sqrt{1-\xi}$, avec $\xi = v^2/f^2$. Le cas du Modèle Standard correspond à $\xi \to 0$ ou $f \to \infty$. La force de signal μ_h est telle que $\kappa = \sqrt{\mu_h}$. Pour le modèle MCHM5 [46, 47], les facteurs d'échelle sont $\kappa_V = \sqrt{1-\xi}$ et $\kappa_F = \frac{1-2\xi}{\sqrt{1-\xi}}$. La figure 5.27a présente les résultats.

Le scénario de l'extension du secteur du Higgs par un champ singulet électrofaible [48–54] pourrait résoudre le problème de la matière noire. Le mélange entre l'état singulet et l'état issu de la brisure spontanée de symétrie du doublet aboutit à deux bosons de Higgs pairs en CP, notés h (léger) et H (lourd). Leurs couplages aux fermions sont réduits par un facteur d'échelle κ pour h et κ' pour H, respectant la condition d'unitarité $\kappa + \kappa' = 1$. Les taux de production de Higgs sont modifiés (Fig. 5.27b) par rapport à la prédiction du Modèle Standard.



(a) (b)

FIGURE 5.27 – *(a) Contour de vraisemblance dans le plan (κ_V, κ_F), pour des scénarios de compositivité du Higgs. (b) Limite supérieure à 95 % CL sur le facteur d'échelle κ' du boson de Higgs, en raison de la présence d'un champ additionnel singulet électrofaible. Source : [44].*

Le scénario de l'extension du secteur du Higgs par un deuxième doublet de Higgs (2HDM) [48, 55–57] prédit l'existence de 5 bosons de Higgs, aboutissant à des modifications des couplages, utilisées pour obtenir les contraintes (Fig. 5.28).

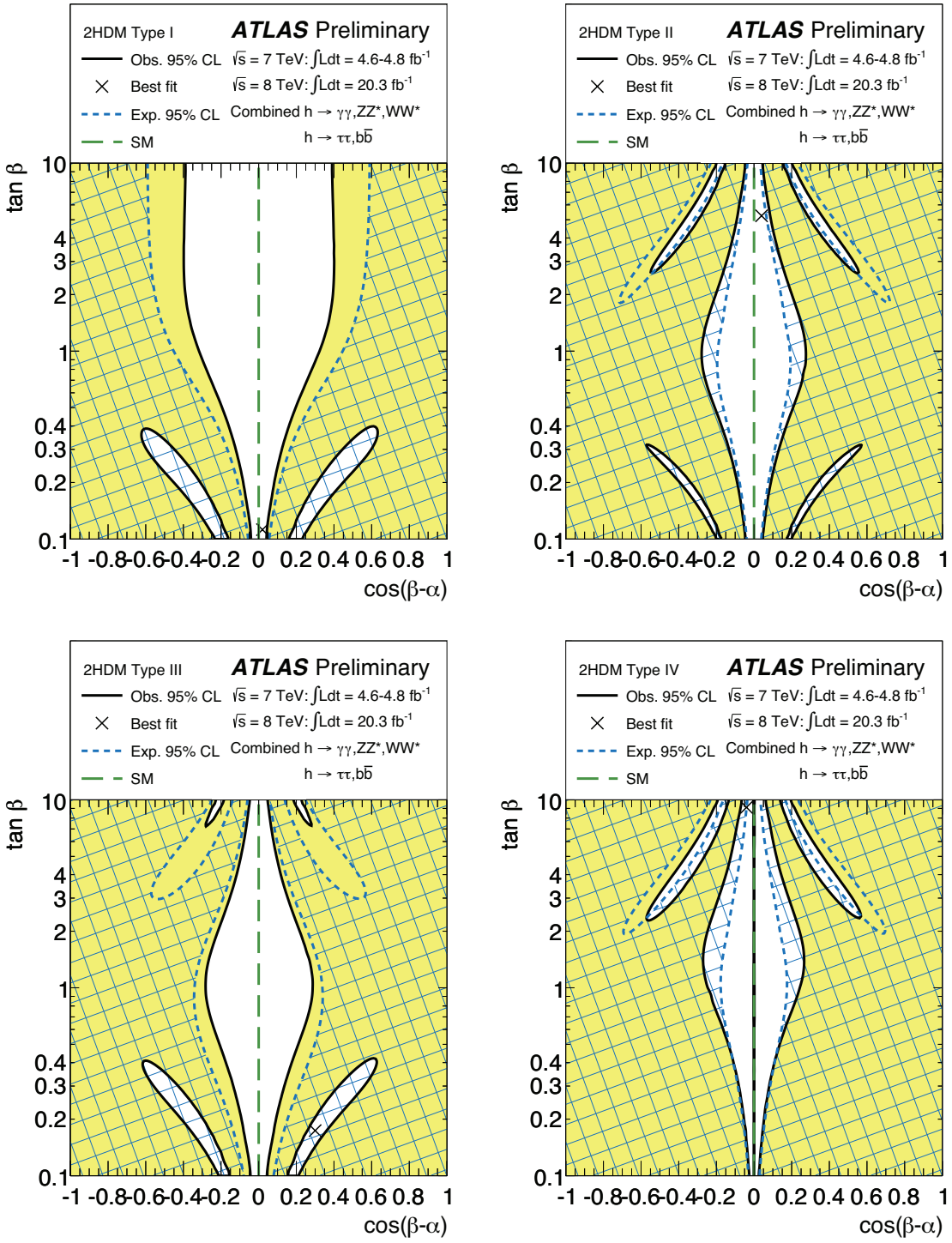


FIGURE 5.28 – *Contraintes sur différents types de modèles 2HDM. Source : [44].*

Le scénario de MSSM a été exploré, aboutissant (Fig. 5.29) à une contrainte dans le plan $(m_A, \tan\beta)$.

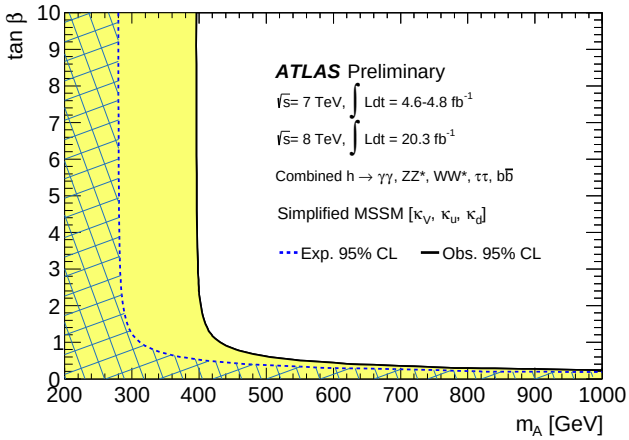


FIGURE 5.29 – *Région de contrainte sur le MSSM dans le plan* $(m_A, \tan\beta)$. *Source : [44].*

Le scénario de portail du Higgs vers la matière noire [53, 58–61] introduit une particule massive interagissant par interaction faible (WIMP), de manière non négligeable uniquement avec le boson de Higgs. La mesure du rapport d'embranchement du Higgs vers des particules invisibles permet d'apporter des contraintes (Fig. 5.30) sur ce modèle.

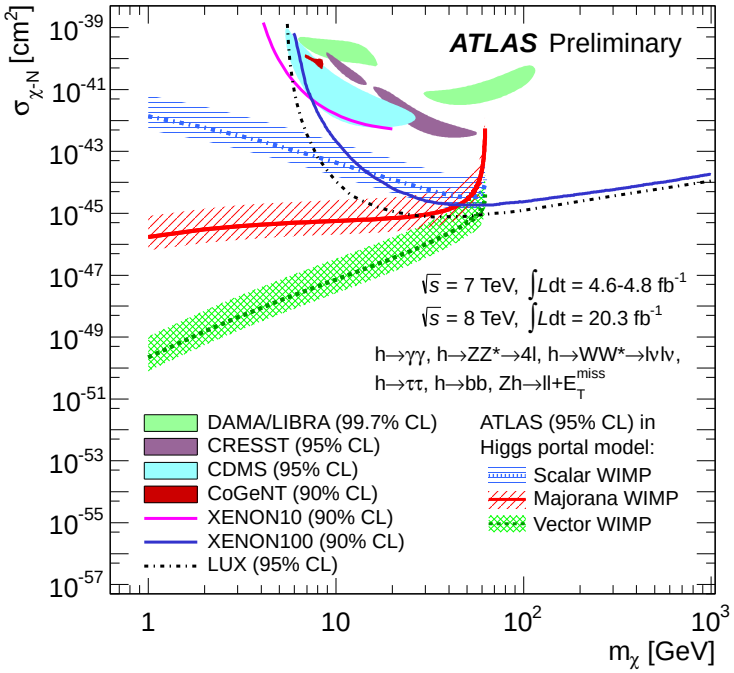


FIGURE 5.30 – *Contraintes dans l'espace des phases sur les WIMP, par le modèle de portail du Higgs vers la matière noire. Source : [44].*

5.15.8 Mesure de la largeur de désintégration du boson de Higgs

Deux méthodes permettent d'extraire la largeur intrinsèque Γ_H du Higgs. La première consiste à convoluer la résolution expérimentale de la variable finale discriminante (typiquement une masse invariante) avec l'effet de la largeur intrinsèque du Higgs pour différentes hypothèses, la largeur intrinsèque de la modélisation nominale étant négligeable par rapport à la résolution expérimentale. Techniquement, l'implémentation peut utiliser une transformation de Fourier rapide [5] et une fonction de Breit-Wigner pour modéliser la résolution intrinsèque. La seconde méthode est l'approche interférométrique, avec différentes approches suivant si les particules finales sont de masse non nulle ou nulle. Lorsque les particules finales sont de masse non nulle, typiquement [6] $H \to ZZ^*$, le principe [62] est d'exploiter une ouverture dans l'espace des phases de la désintégration au-dessus de deux fois le seuil de masse des Z intermédiaires, et en extrayant la largeur de désintégration à partir des sections efficaces sur et hors couche de masse :

$$\sigma^{on-peak}_{gg\to H\to ZZ} \sim \frac{g^2_{ggH} g^2_{HZZ}}{\Gamma_H},\ \sigma^{off-peak}_{gg\to H\to ZZ} \sim g^2_{ggH} g^2_{HZZ}.$$

Dans le cas de particules de masse nulle, comme $H \to \gamma\gamma$, le principe [63, 64] est d'exploiter l'interférence entre le signal $gg \to H \to \gamma\gamma$ et le bruit de fond $gg \to \gamma\gamma$. Cette interférence a deux composantes. La première réduit le nombre de signal par de l'ordre de $2-3$ %, fonction de la largeur intrinsèque. Cet effet est également visible lors de l'étude de couplages. La deuxième composante, réelle, impaire, ne change pas le nombre de signal mais engendre, une fois combinée avec la résolution expérimentale, un décalage négatif visible sur la masse apparente (Fig. 5.31) mesurée du signal de Higgs, fonction de la largeur intrinsèque.

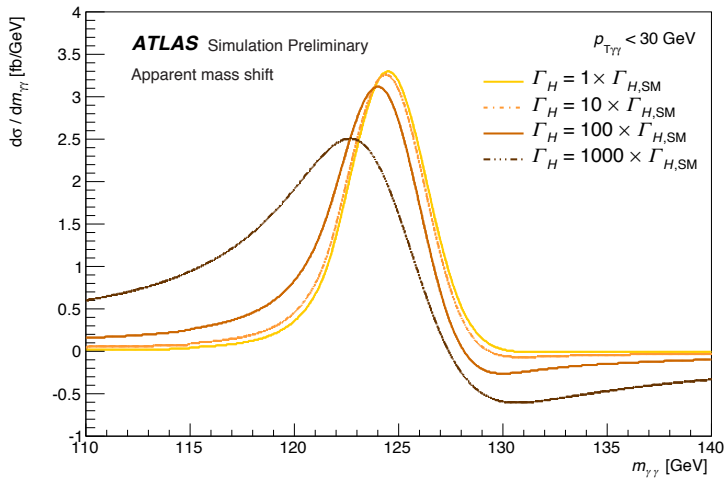


FIGURE 5.31 – *Simulation de l'effet de décalage de la masse apparente du signal de Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$ en raison de l'interférence entre le signal $gg \to H \to \gamma\gamma$ et le bruit de fond $gg \to \gamma\gamma$. Source : [65].*

5. RooFFTConvPdf
6. La méthode est applicable à $H \to WW^*$ mais le bruit de fond est plus élevé.

Par la méthode directe, les résultats sont pour ATLAS (Fig. 5.32) une limite supérieure de $2,6\ GeV$ à 95 % CL dans le canal $H \to 4l$ et de $5,0\ GeV$ à 95 % CL dans le canal $H \to \gamma\gamma$.

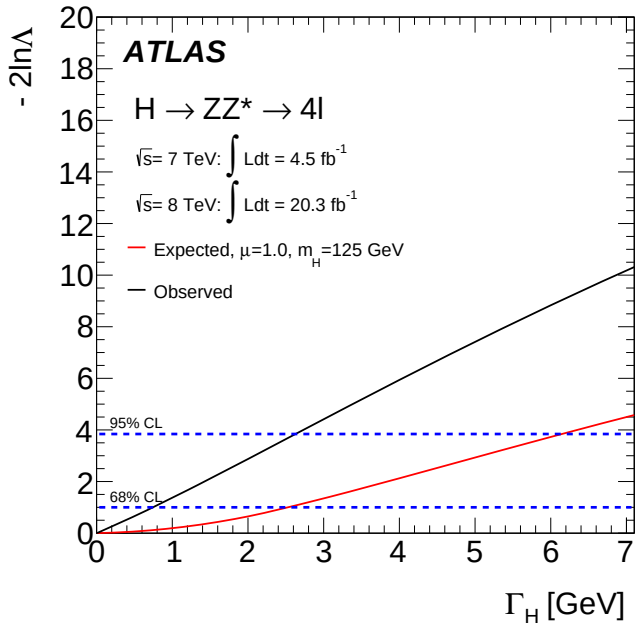


FIGURE 5.32 – *Courbe de vraisemblance pour la largeur du Higgs dans le canal $H \to 4l$ avec l'expérience ATLAS. Source : [36].*

Par la méthode directe, les résultats sont pour CMS (Fig. 5.33), une limite supérieure de $3,4\ GeV$ à 95 % CL dans le canal $H \to 4l$ [66] et de $6,9\ GeV$ à 95 % CL dans le canal $H \to \gamma\gamma$ [67].

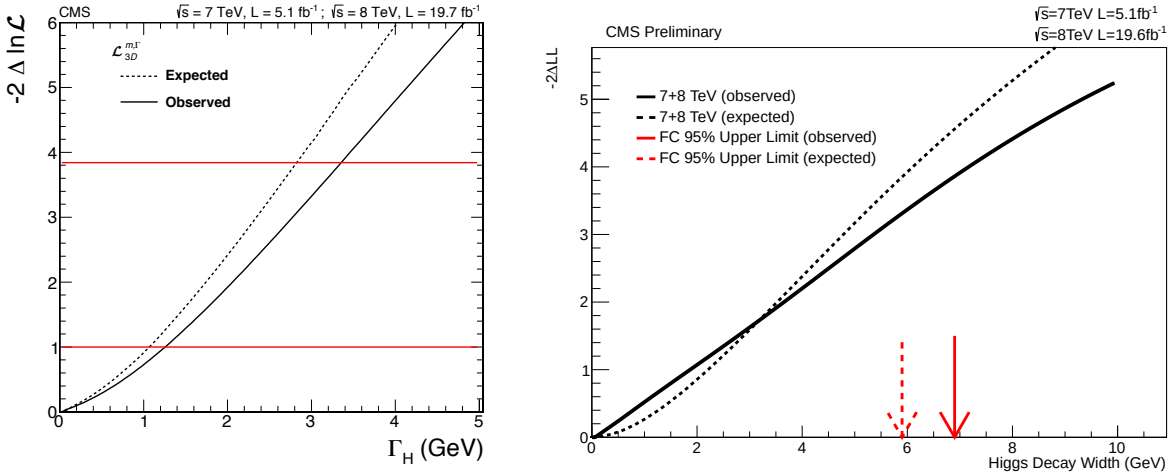


FIGURE 5.33 – *Courbes de vraisemblance pour la largeur du Higgs dans le canal (a) $H \to 4l$ et (b) $H \to \gamma\gamma$ avec l'expérience CMS. Source : (a) [66], (b) [67].*

Pour la méthode indirecte, les résultats sont pour ATLAS [68] (Fig. 5.34a) une contrainte de $4,5 - 7,5 \times \Gamma_H^{SM}$ à 95 % CL, suivant la valeur du facteur K sur la section efficace de $gg \to ZZ$, en utilisant les canaux $H \to 4l$ et $H \to 2l2\nu$, pour CMS [69] (Fig. 5.34b) une contrainte de 22 MeV, soit $5,4 \times \Gamma_H^{SM}$ à 95 % CL, en utilisant les canaux $H \to 4l$ et $H \to 2l2\nu$.

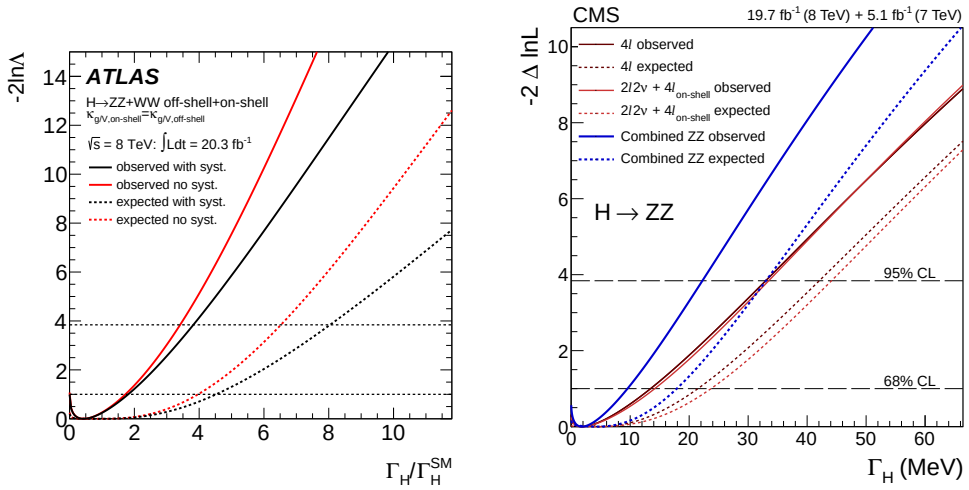


FIGURE 5.34 – *Courbe de vraisemblance pour la largeur du Higgs mesurée par la méthode exploitant les contributions sur et hors couche de masse, dans la région en dehors du pic, avec les canaux $H \to 4l$ et $H \to 2l2\nu$ avec l'expérience (a) ATLAS, (b) CMS. Source : (a) : [68], (b) : [69].*

5.15.9 Recherche de résonance à basse et haute masse invariante

Une résonance a été recherchée à basse et haute masse, par les états finaux diphotons [70] quatre leptons [71], WW [72]. Les limites observées sont compatibles avec celles attendues.

5.16 Synthèse des propriétés du boson de Higgs à partir des mesures au Run 1 du LHC

La plupart des résultats expérimentaux favorisent l'hypothèse que la particule découverte au LHC en 2012 est un boson de Higgs.

5.16.1 Spin et nombres quantiques J^{CP}

La découverte d'une résonance en paires de photons exclut le spin 1 par le théorême de Landau-Yang [28, 29]. En raison de la suppression d'un champ scalaire CP impair à l'ordre de l'arbre dans les modèles $2HDM$, l'observation de la désintégration du champ $\phi \to VV$ conforte l'interprétation d'un état CP pair, compatible avec le scénario du Modèle Standard.

Les résultats des analyses de spin excluent le spin 2 avec 99 % CL. Les mesures [35, 73–75] (Fig. 5.35) sont compatibles avec l'hypothèse de spin 0, tout en excluant à 99 % CL l'hypothèse de spin 2^+. La parité CP impaire (état 0^-) est exclue à plus de 98 % CL, tandis que les résultats sont compatibles avec CP pair.

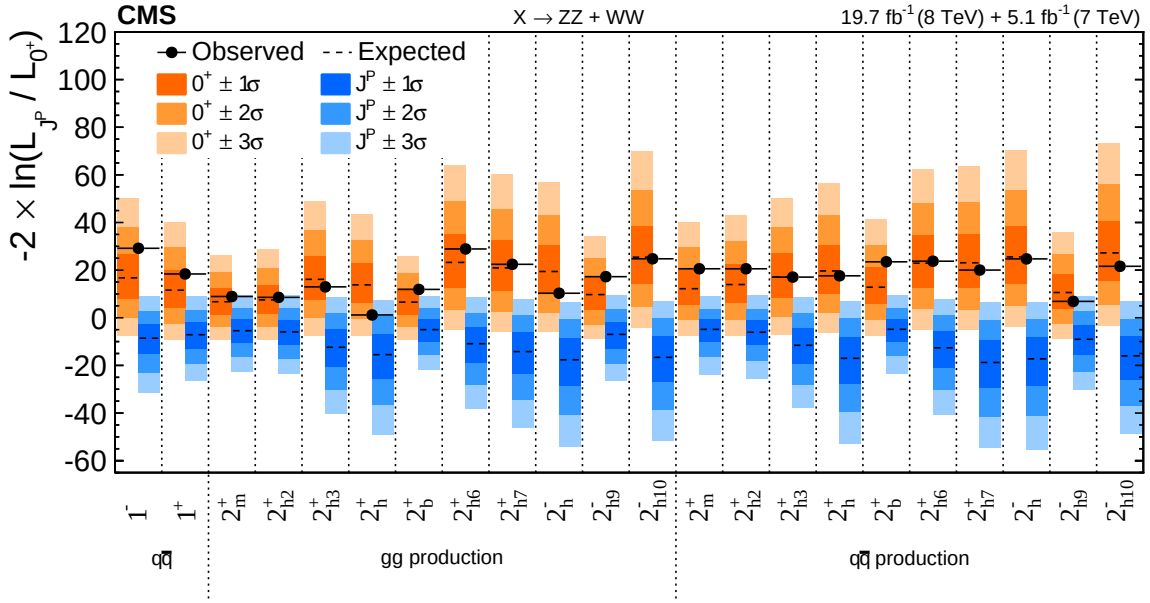


FIGURE 5.35 – *Résumé des distributions attendues et observées du test statistique pour diverses hypothèses de spin et modes de production, par l'expérience CMS. Une figure analogue, moins détaillée, est réalisée par l'expérience ATLAS (Fig. 5.23). Source : [75].*

Plus généralement, dans le contexte de l'étude du spin et de la parité, la structure du lagrangien a été explorée [76]. Les mesures ne présentent pas de déviation significative par rapport au Modèle Standard, ni d'indication d'un scénario au-delà.

5.16.2 Masse

Avant la découverte du signal dans le cadre de la recherche du Higgs au LHC, les résultats des contraintes indirectes à partir de mesures électrofaibles étaient en juillet 2011, pour le groupe de travail LEPEWWG [1] : $m_H = 92^{+34}_{-26}\ GeV$ à 68 % CL, pour le groupe de travail GFitter [2] : $m_H = 95^{+30}_{-24}\ GeV$ pour l'ajustement standard et $m_H = 125^{+8}_{-10}\ GeV$ pour l'ajustement complet prenant en compte la recherche directe de LEP. Les mesures expérimentales au LHC sont en excellent accord : $m_H = 125,36 \pm 0,37\ (stat) \pm 0,18\ (syst)$ pour ATLAS [36] et $m_H = 125,02\ ^{+0,26}_{-0,27}\ ^{+0,14}_{-0,15}\ (syst)$ pour CMS [77]. Le désaccord entre les masses obtenues par ATLAS pour les canaux $H \to \gamma\gamma$ et $H \to 4l$ a été étudié [78], sans qu'une anomalie ne puisse être décelée, ce qui a conduit à conclure que la différence est d'origine statistique. La masse combinée par les collaborations ATLAS et CMS est [79] $m_H = 125,09\ \pm 0,21\ (stat)\ \pm 0,11\ (syst)\ GeV$.

5.16.3 Largeur de désintégration du Higgs

Les limites [66–69, 80] sur la largeur de désintégration du Higgs mesurée ne rejettent pas le Modèle Standard.

5.16.4 Force de signal

La force de signal inclusive mesurée par les expériences (Fig. 5.40) est compatible avec celle prédite par le Modèle Standard : $\mu = 1.18 \pm 0.10\ (stat) \pm 0.07\ (syst\ exp) \pm 0.08\ (syst\ th)$ pour ATLAS [37] ($\mu = 1,29 \pm 0,33$ pour $H \to \gamma\gamma$ [36]) et $\mu = 1,00 \pm 0,09\ (stat)\ ^{+0,08}_{-0,07}\ (th.)\ \pm 0,07\ (syst)$ pour CMS [77].

5.16.5 Sections efficaces fiducielles et différentielles

Les mesures des sections efficaces fiducielles et différentielles [37–40] ne présentent pas de déviation par rapport à la prédiction du Modèle Standard.

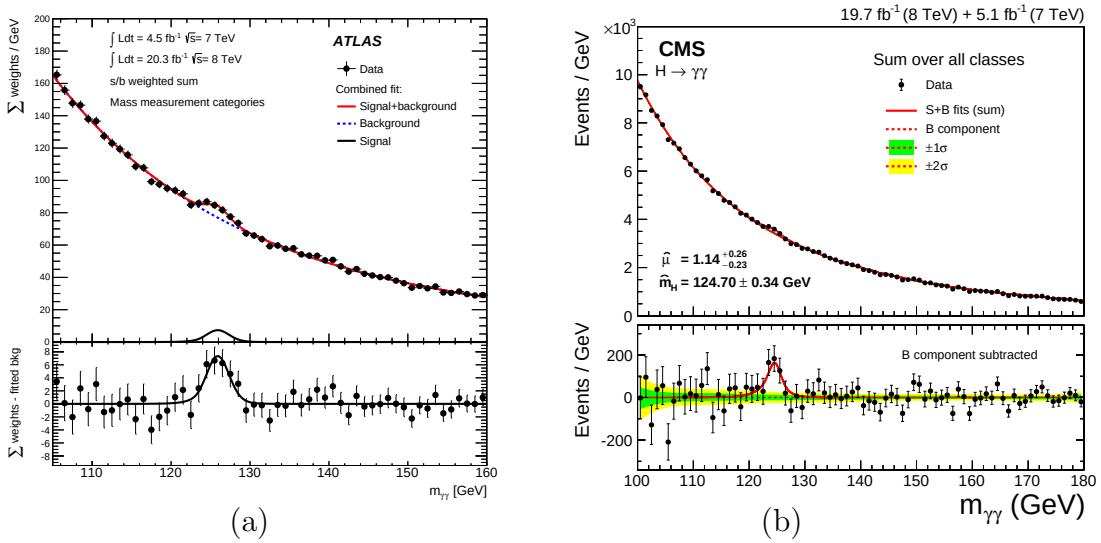
5.16.6 Modes de production et couplages

Les différents modes de production ont été mesurés, bien que l'erreur soit encore élevée pour les modes WH, ZH, ttH. Les résultats ne présentent pas de déviation significative par rapport aux prédictions du Modèle Standard. L'existence du mode de production VBF a été établie [37] à $4,3\ \sigma$ par l'étude du rapport $\frac{\mu_{VBF} \times BR/BR_{SM}}{\mu_{ggF+ttH} \times BR/BR_{SM}}$.

Les canaux peuvent être séparés en ceux correspondants à la désintégration vers des bosons : $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ^* \to 4l$, $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ et vers des fermions : $H \to bb$, $H \to \tau\tau$, $H \to \mu\mu$, $H \to ee$.

5.16.6.1 Couplages aux bosons

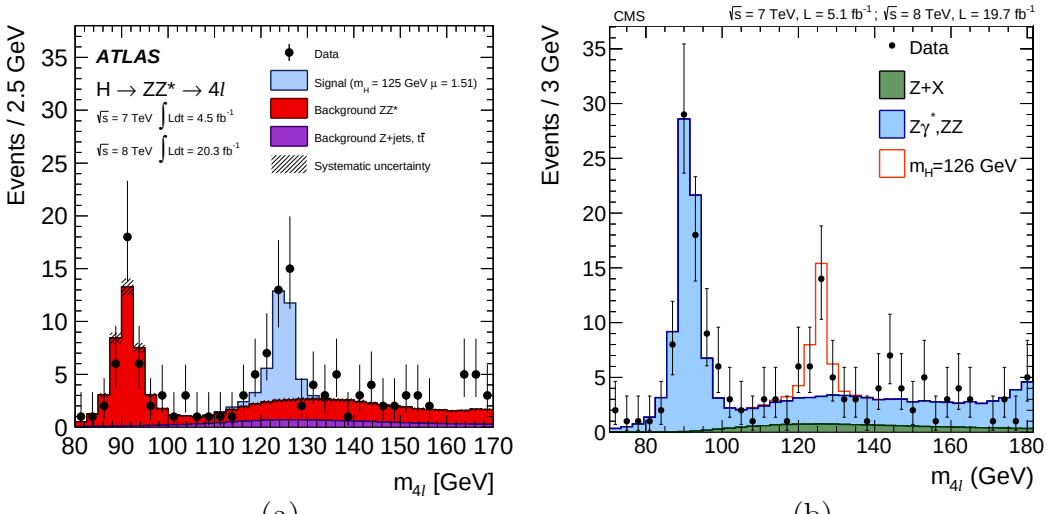
Le boson de Higgs a été observé dans le canal $H \to \gamma\gamma$ (Fig. 5.36) par ATLAS ($5,2\ \sigma$) et CMS ($5,7\ \sigma$).



(a) (b)

FIGURE 5.36 – *Distributions de la variable discriminante finale pour le canal $H \to \gamma\gamma$ pour l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS. Source (a) : [36], (b) : [81].*

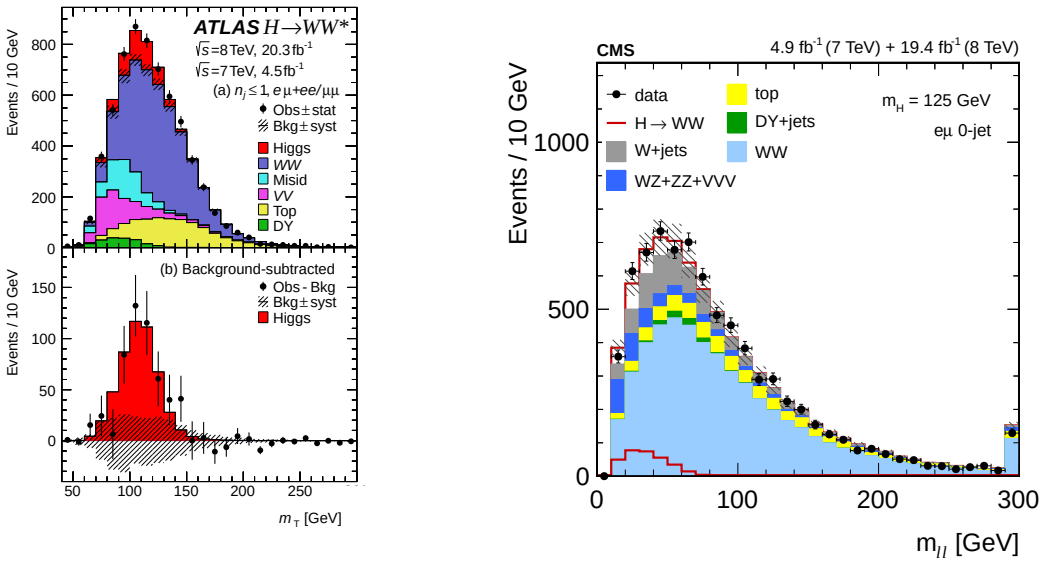
Le boson de Higgs a été observé dans le canal $H \to ZZ^* \to 4l$ (Fig. 5.37) par ATLAS ($8,1\ \sigma$) et CMS ($6,8\ \sigma$).



(a) (b)

FIGURE 5.37 – *Distributions de la variable discriminante finale pour le canal $H \to ZZ^* \to 4l$ pour l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS. Source (a) : [42], (b) : [66].*

Le boson de Higgs a été observé dans le canal $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ (Fig. 5.38) par ATLAS ($6,1\ \sigma$) et CMS ($4,3\ \sigma$).

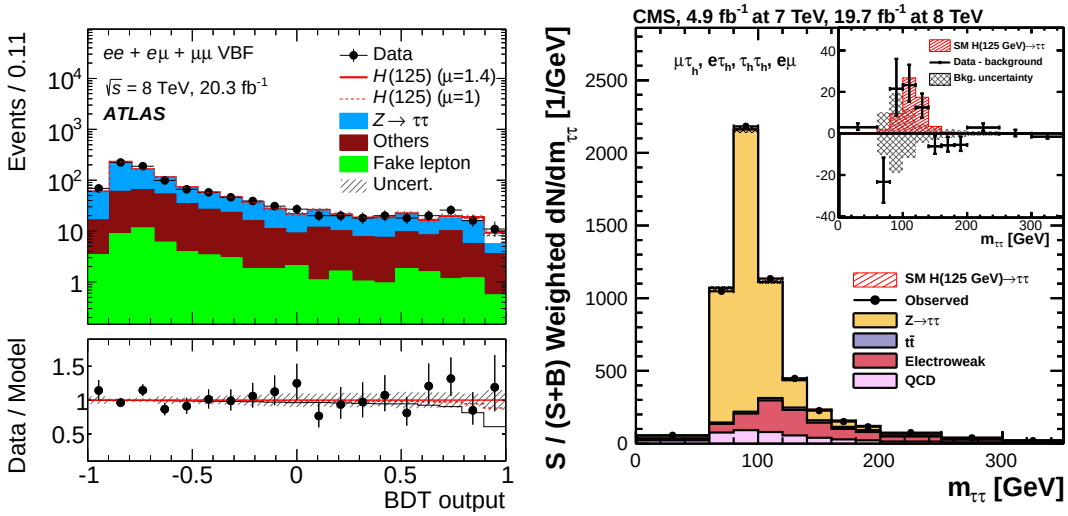


(a) (b)

FIGURE 5.38 – *Distributions de la variable discriminante finale pour le canal $H \to WW^* \to l\nu l\nu$ pour l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS. Source (a) : [82], (b) : [83].*

5.16.6.2 Couplages aux fermions

Le boson de Higgs a une indication de signal pour le canal $H \to \tau\tau$ (Fig. 5.39) par ATLAS ($4,5\ \sigma$) et CMS ($3,2\ \sigma$).



(a) (b)

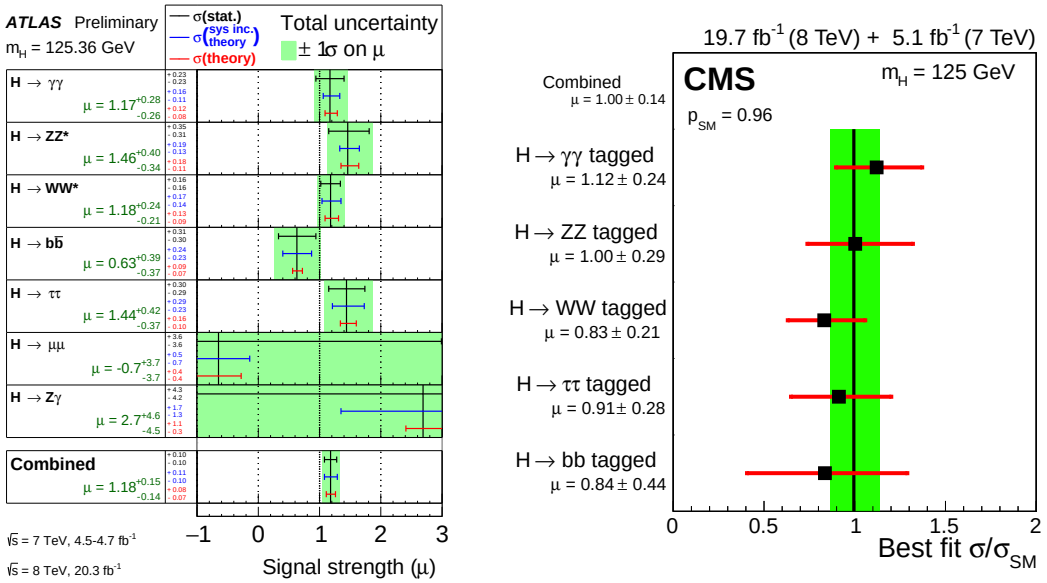
FIGURE 5.39 – *Distributions de la variable discriminante finale pour le canal $H \to \tau\tau$ pour l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS. Source (a) : [84], (b) : [85].*

La recherche du boson de Higgs dans le canal $H \to bb$ a permis d'établir un excès avec une significance modeste, de $1,4\ \sigma$ pour ATLAS [86] et de $2,1\ \sigma$ pour CMS [87].

Des limites ont été établies pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \to \mu\mu$, correspondant à $9,8 \times SM$ pour ATLAS [88] et à $7,4 \times SM$ pour CMS [89], pour $m_H = 125\ GeV$. La limite établie par CMS sur $H \to ee$ est [88] de $0,038\ pb$. Cette hiérarchie est compatible avec la non universalité prédite des couplages Higgs aux différentes générations de fermions.

5.16.6.3 Forces de signal pour les modes de désintégration et les couplages

Les couplages ont été étudiés de façon indirecte, par l'étude des forces de signal de chaque canal (Fig. 5.40), mais aussi de façon directe pour chaque canal, par l'étude des forces de signal de chaque mécanisme de production et désintégration.

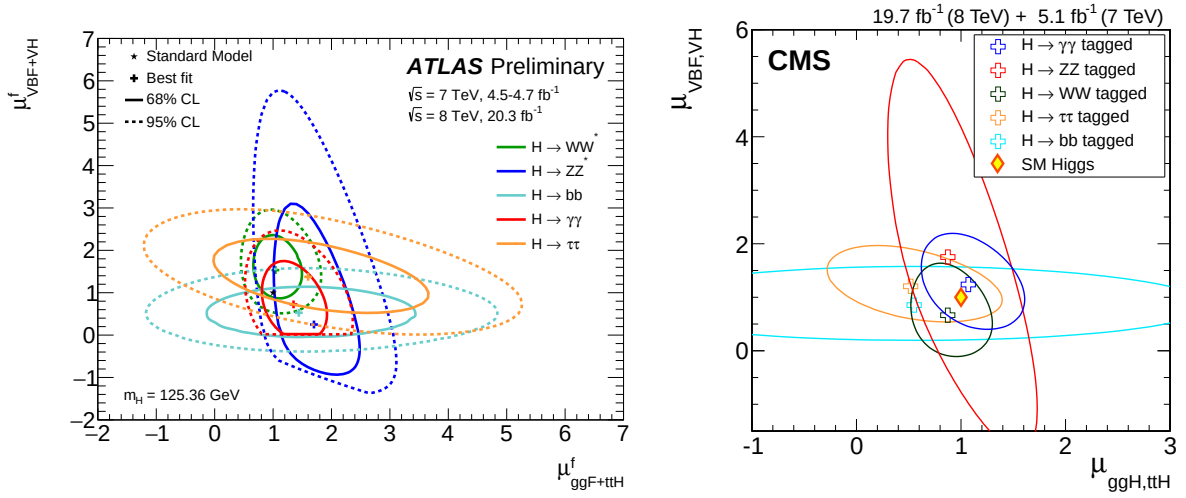


(a) (b)

FIGURE 5.40 – *Forces de couplage du Higgs en fonction du canal, pour l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS. Source (a) : [37], (b) : [77].*

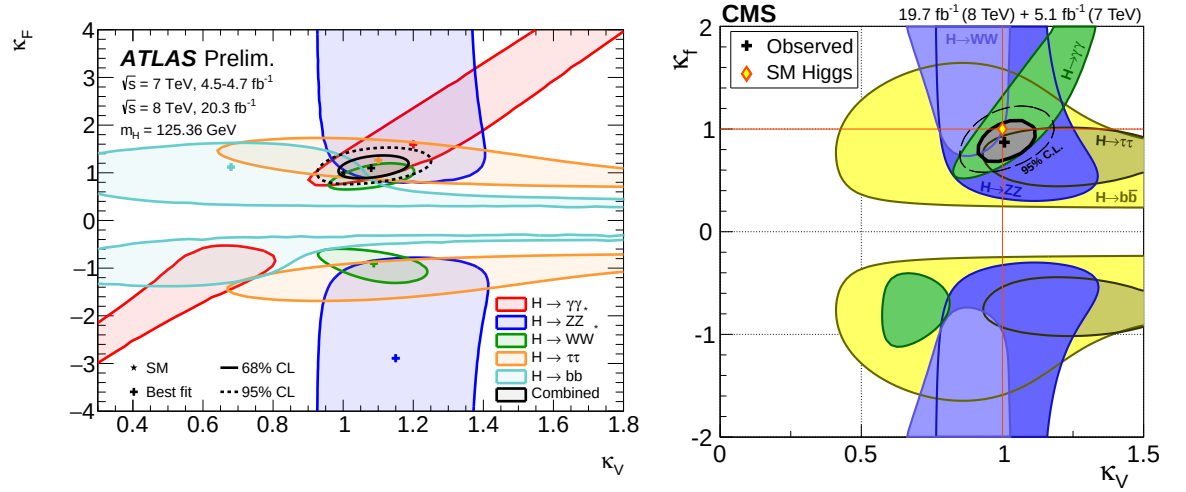
Comme attendu par le Modèle Standard, les mesures sont en faveur d'une non universalité des couplages du Higgs aux fermions en fonction des générations. Ainsi, alors que le canal $H \to \tau\tau$ a une indication de signal, les canaux $H \to \mu\mu$ et $H \to ee$, de masses inférieures à m_τ respectivement par un facteur 1/17 et 1/207, ne sont pas observés.

La combinaison des canaux permet de sonder directement les couplages du Higgs aux différentes particules, que ce soit par rapport aux modes de production (Fig. 5.41), ou aux couplages (Fig. 5.42) proprement dits.



(a) (b)

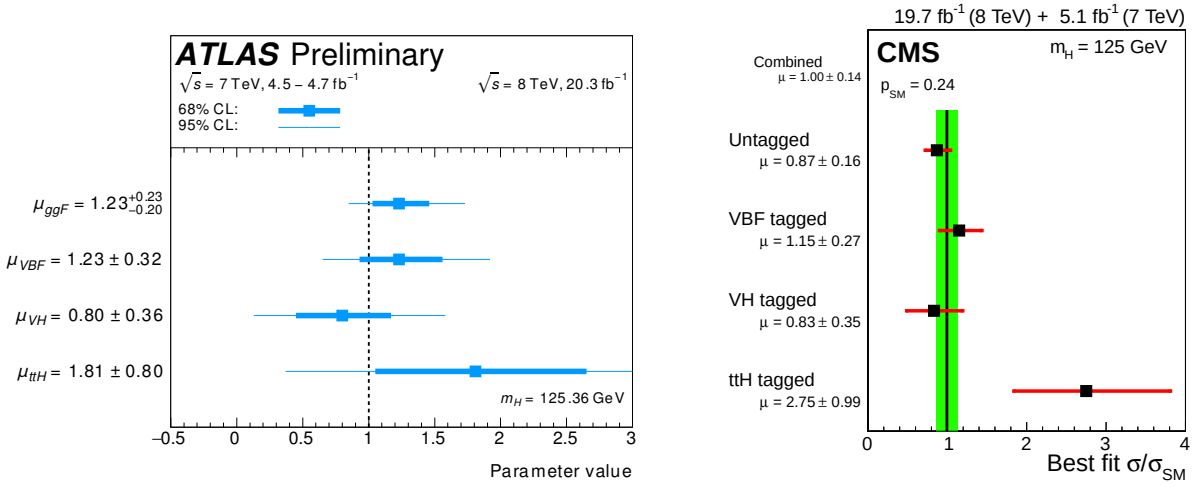
FIGURE 5.41 – *Contours pour l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS, sur les forces de signal pour les modes de production $ggH + ttH$ et $VBF + VH$. Pour (b), le symbole en diamant en $(1, 1)$ représente la prédiction du Modèle Standard. Source : (a) : [37], (b) : [77].*



(a) (b)

FIGURE 5.42 – *Forces de couplage du Higgs en fonction du canal, pour l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS. Source : (a) : [37], (b) : [77].*

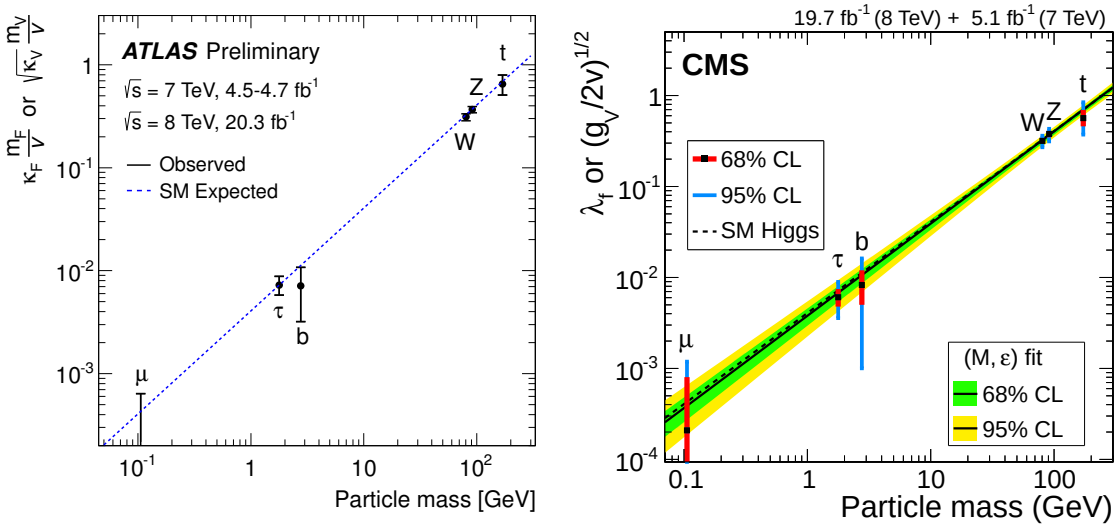
La figure 5.43 présente les forces de signal pour les différents modes de production.



(a) (b)

FIGURE 5.43 – *Forces de signal pour les différents modes de production du Higgs, pour l'expérience (a) ATLAS et (b) CMS. Source : (a) : [37], (b) : [77].*

La figure 5.44 montre l'adéquation des mesures des couplages du Higgs aux fermions et bosons de jauge, en fonction de la masse des particules, par une transformation permettant de linéariser la dépendance avec la masse des particules finales.



(a) (b)

FIGURE 5.44 – *Rapport des couplages avec la masse, pour les fermions et les bosons, pour les expériences (a) ATLAS et (b) CMS.* $Y_V = \sqrt{\kappa_V}\frac{m_V}{v}$ *pour les bosons.* $y_f = \kappa_f \frac{m_f}{v}$ *pour les fermions. Source (a) : [37], (b) : [77].*

5.16.7 Higgs au-delà du Modèle Standard

Le premier chapitre a déjà abordé certains scénarios de physique au-delà du Modèle Standard. La recherche de nouvelle physique dans le secteur du Higgs peut se faire par différentes approches.

Les contraintes issues de l'analyse du Higgs standard correspondent à la recherche de déviations, que ce soit pour les canaux individuels de désintégration, les modes de production [41, 42], notamment la recherche d'un courant neutre changeant la saveur ($FCNC$), très supprimé dans le Modèle Standard, correspondant à la désintégration du top en quark et Higgs [90], les sections efficaces différentielles [38, 39], ou les couplages [44].

Les recherches à basse et haute masse ont été réalisées avec les modes diphotons [70, 91], quatre leptons [71], WW [72, 92]. Un Higgs standard lourd est exclu jusqu'à une masse de 642 GeV.

Les recherches de modèles spécifiques correspondent aux études sur les modèles de quatrième génération ($SM4$) [93] et fermiophobique [94] ont été explorés. Les modèles à deux doublets de Higgs, notamment le $MSSM$ ont été explorés. Le Higgs neutre scalaire a été recherché principalement dans le mode $\tau\tau$ [95, 96], $\mu\mu$ [97] et WW [98]. Le Higgs pseudo-scalaire a été recherché par la désintégration $A \to Zh \to llbb$ [99], dont la signature serait une résonance pour la masse invariante $llbb$. Le Higgs chargé, produit majoritairement dans la production de paire de quarks top, dont l'un se désintègre de façon standard ($t \to W(\to l\nu)b$) et l'autre vers le Higgs chargé ($t \to H^+b$), a été recherché dans les modes $\tau\nu$ [100, 101] et $c\bar{s}$ [102]. Pour les masses plus élevées, il a été recherché dans le mode $H^\pm \to tb$ [103]. La double production de Higgs a été recherchée dans le mode $\gamma\gamma bb$ [104, 105] et $bbbb$ [106]. La désintégration en cascade du Higgs a été considérée [107]. Le Higgs doublement chargé a été recherché à travers la désintégration en paires de muons de mêmes signes [108]. Pour le $NMSSM$, des recherches ont été effectuées à partir de la désintégration du Higgs en quatre photons provenant de aa [109] et $a_1 \to \mu\mu$ [110].

Les signatures non conventionnelles correspondent à la recherche de la désintégration du Higgs vers un état final invisible [111], la recherche de violation de l'universalité des leptons dans la production $t\bar{t}$ [112, 113], par la présence d'une désintégration d'un des quarks top en $\tau\nu$, non universelle vis à vis des différents leptons, tandis que la désintégration du W issu de l'autre quark top l'est.

Compte tenu des résultats expérimentaux, le Modèle Standard n'est pas mis en défaut.

5.17 Prospectives pour le Higgs

Les prospectives spécifiques au canal $H \to \gamma\gamma$ sont proposées dans la conclusion de ce manuscrit.

La découverte du boson de Higgs n'est qu'un balbutiement de la recherche sur cette particule. Divers canaux de désintégrations du Higgs ont été observés. Il est important d'observer les autres modes de désintégration. Avec 3000 fb^{-1}, les prospectives pour différents canaux ont été étudiés. Ainsi, le canal $H \to bb$, en mode VH [114] atteindrait une significance de $8,8\ \sigma$. Le canal $H \to \tau\tau$ en mode VBF [115] atteindrait une erreur sur la force de signal de 24 %. Le canal $H \to \gamma\gamma$ en modes VBF, WH, ZH, ttH [116], atteindrait respectivement $3,8\ \sigma$, $4,2\ \sigma$, $3,7\ \sigma$ et $8,2\ \sigma$. Le canal $H \to Z\gamma$ [117] atteindra $3,9\ \sigma$.

Le courant neutre avec changement de saveur ($FCNC$) $t \to cH$, avec $H \to \gamma\gamma$ [118], défavorisé par le Modèle Standard, aboutirait à une limite à 95 % de niveau de confiance sur le rapport d'embranchement de $1,5 \times 10^{-4}$.

La production de paires de Higgs est importante pour mesurer les différents paramètres du potentiel de Higgs, en particulier le vertex d'auto-couplage HHH. Le canal $H(\to \gamma\gamma)H(\to bb)$ [119] permettrait d'atteindre une significance de $1,3\ \sigma$.

Avec la montée en énergie et luminosité de l'accélérateur, l'exploration entre dans le secteur des mesures de précision. La précision nécessaire pour pouvoir sonder de la nouvelle physique au niveau des couplages est [120] de l'ordre de 5 %. Les prospectives sur les mesures de couplages ont été étudiés, de façon générale [121], mais aussi dans le contexte particulier de la recherche de nouvelle physique [122]. A l'échéance de la publication 2014, la précision relative sur la force de signal est de 25 %. Le run 2, avec une luminosité accrue de 100 fb^{-1} et une énergie accrue $\sqrt{s} = 13 - 14\ TeV$, augmenterait la statistique accumulée par un facteur de l'ordre de 9, ce qui réduirait les incertitudes statistiques par un facteur 3. La figure 5.45 illustre le degré de précision possible sur la relation entre le couplage du Higgs aux particules et leur masse.

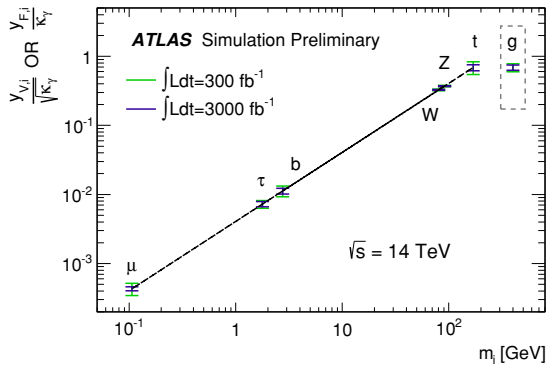


FIGURE 5.45 – *Précisions prévue sur le rapport des couplages avec la masse, pour les fermions et les bosons.* $Y_V = \sqrt{\kappa_V}\frac{m_V}{v}$ *pour les bosons.* $y_f = \kappa_f \frac{m_f}{v}$ *pour les fermions. L'incertitude sur le couplage aux gluons est ajouté, par le rapport* κ_g/κ_γ*. Source : [121].*

Dans la phase de haute luminosité ($HL - LHC$), la précision sur les couplages du Higgs s'améliore grandement, comme présenté sur la figure 5.46.

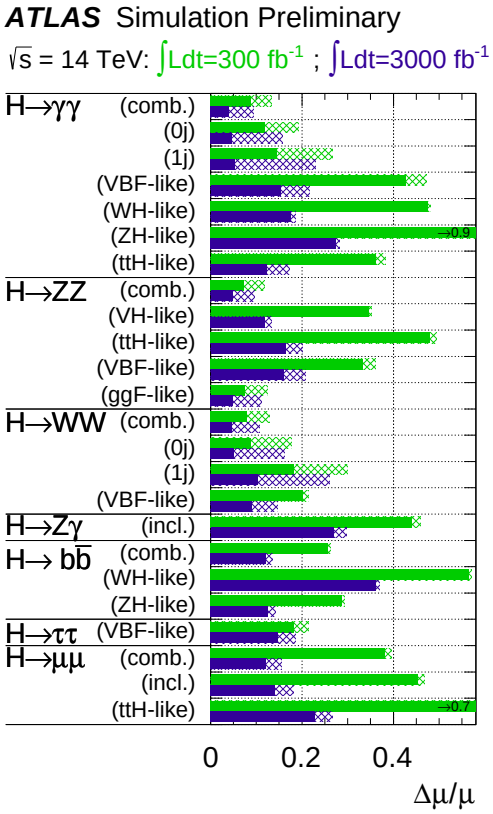


FIGURE 5.46 – *Dans le contexte de l'hypothèse du Modèle Standard, précisions prévues sur la force de signal $\mu = (\sigma \times BR)/(\sigma \times BR)_{SM}$ du Higgs dans différents modes de production et désintégration. Les barres d'erreur hachurées correspondent aux erreurs systématiques théoriques, dans l'hypothèse où elles ne seraient pas améliorées dans le futur. Source : [121].*

Le collisionneur linéaire international (ILC) est complémentaire au LHC pour continuer cette quête du secteur du Higgs. C'est un projet d'accélérateur linéaire électrons-positrons d'énergie dans le centre de masse $200 - 500\ GeV$, pouvant être étendu à $1\ TeV$. Il utilise deux détecteurs : SiD et ILD, alternativement dans l'axe des faisceaux et en position de parking par un système latéral de déplacement des détecteurs. L'accélérateur linéaire permet d'avoir un environnement plus propre qu'avec un accélérateur hadronique, d'où l'utilisation de détecteurs avec une plus grande résolution et moins de matériel. En outre, il permet de polariser les faisceaux d'électrons/positrons, ce qui permet de mesurer les nombres quantiques de nouvelles particules produites.

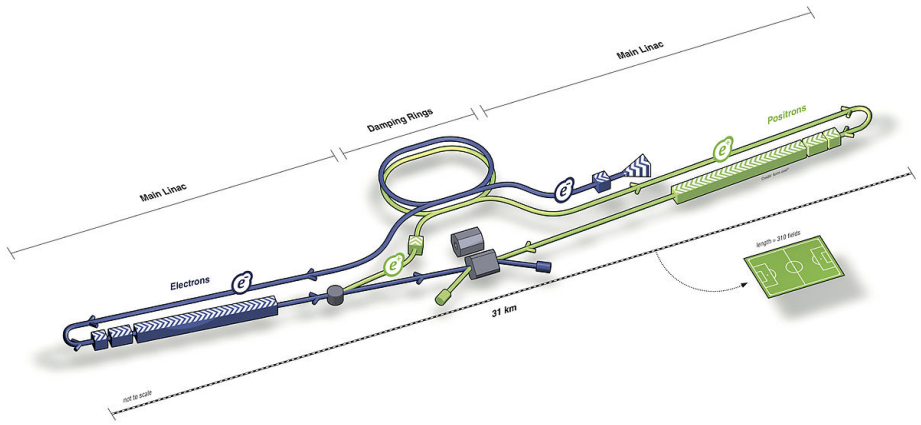


FIGURE 5.47 – *Schéma de l'ILC. Source : [123].*

Les principaux processus de physique à étudier par le ILC dans le contexte du Higgs sont présentés dans le tableau 5.13. Dans le programme initial basé sur l'hypothèse d'un Higgs à $m_H = 125\ GeV$, la mesure de la section efficace $e^+e^- \to ZH$ est obtenue à $\sqrt{s} = 250\ GeV$. Le Higgs est déduit par l'identification du Z et la conservation de l'énergie. Tous les taux de désintégration du Higgs peuvent être mesurés, en particulier vers un état invisible ou des états finals exotiques. Le processus $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}h$ permet une normalisation absolue des forces de couplage du Higgs, nécessaire pour mesurer les couplages avec une précision de l'ordre du pourcent. Les énergies supérieures permettent de sonder le couplage au quark top et l'auto-couplage.

Energy	Reaction	Physics Goal
$250\ GeV$	$e^+e^- \to Zh$	precision Higgs couplings
$350 - 400\ GeV$	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}h$	precision Higgs couplings
$500\ GeV$	$e^+e^- \to t\bar{t}h$	Higgs coupling to top
	$e^+e^- \to Zhh$	Higgs self-coupling
	$e^+e^- \to AH, H^+H^-$	search for extended Higgs states
$700 - 1000\ GeV$	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}hh$	Higgs self-coupling

Tableau 5.13 – *Principaux processus de physique à étudier par le ILC. Source : [123].*

Le tableau 5.14 présente les précisions prévues des mesures pour le ILC dans le secteur du Higgs.

Parameter	Accuracy	$\Delta X/X$
m_h	0.03 %	$\Delta m = 35\ MeV$, $\sqrt{s} = 250\ GeV$, $250\ fb^{-1}$
Γ_h	1.6 %	$\sqrt{s} = 250\ GeV$, $250\ fb^{-1}$; $\sqrt{s} = 500\ GeV$, $500\ fb^{-1}$
$g(hWW)$	0.24 %	
$g(hZZ)$	0.30 %	
$g(hb\bar{b})$	0.94 %	
$g(hc\bar{c})$	2.5 %	
$g(hgg)$	2.0 %	
$g(h\tau^+\tau^-)$	1.9 %	
$BR(h \to invis.)$	< 0.30 % (95 % CL)	
$g(ht\bar{t})$	3.7 %	$\sqrt{s} = 1000\ GeV$, $1000\ fb^{-1}$
$g(hhh)$	26 %	
$g(h\mu^+\mu^-)$	16 %	

Tableau 5.14 – *Précisions prévues des mesures pour le ILC dans le secteur du Higgs. Source : [123].*

Le ILC permettrait une nette amélioration (Fig. 5.48) de la précision sur les couplages, de l'ordre du pourcent.

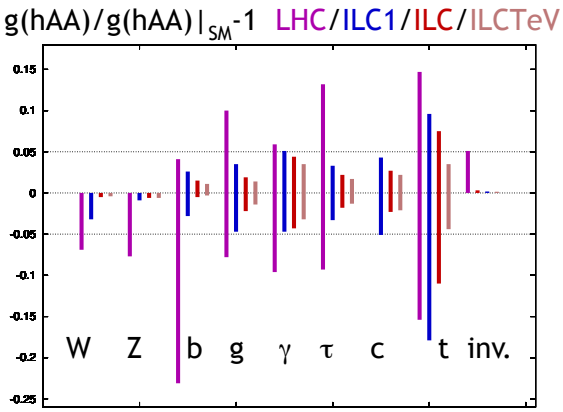


FIGURE 5.48 – *Comparaison des précisions atteignables sur le couplage du Higgs aux différentes particules entre le LHC et l'ILC. Le LHC correspond ici à une campagne* $\sqrt{s} = 14\ TeV$, $L = 300\ fb^{-1}$. *Source : [124].*

5.18 Conclusion

La recherche du Higgs, bénéficiant de l'héritage de LEP et du Tevatron, peut se faire au LHC dans un vaste domaine de masse avec des canaux de désintégration variés. Dans ce contexte, une particule compatible avec le boson de Higgs a été découverte, notamment par ATLAS. Le spin et les nombres quantiques sont compatibles avec la prédiction du boson de Higgs. La masse a été mesurée avec une précision de 500 MeV. La force de signal a été mesurée avec une précision relative de 15 %. Le couplage du boson de Higgs aux fermions et bosons est établi.

Bibliographie

[1] *LEP Electroweak working group (http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG), July 2011.*

[2] H. Flacher et al., *Gfitter - Revisiting the Global Electroweak Fit of the Standard Model and Beyond*, Eur. Phys. J. **C60**, 543–583 (2009), arXiv:0811.0009 [hep-ph].

[3] *Gfitter Collaboration, July 2011.*

[4] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), *Mass limit for the standard model Higgs boson with the full LEP-1 ALEPH data sample*, Phys. Lett. **B384**, 427–438 (1996).

[5] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), *Search for the standard model Higgs boson in Z0 decays*, Nucl. Phys. **B421**, 3–37 (1994).

[6] M. Acciarri et al. (L3 Collaboration), *Search for neutral Higgs boson production through the process e+ e- → Z^*H^0*, Phys. Lett. **B385**, 454–470 (1996).

[7] G. Alexander et al. (OPAL Collaboration), *Search for neutral Higgs bosons in Z^0 decays using the OPAL detector at LEP*, Z. Phys. **C73**, 189–199 (1997).

[8] Barate, R. et al., (LEP Working Group for Higgs boson searches, ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration), *Search for the standard model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. **B565**, 61–75 (2003), arXiv:0306033 [hep-ex], `CERN-EP-2003-011`.

[9] A. Heister et al. (ALEPH Collaboration), *Final results of the searches for neutral Higgs bosons in e+ e- collisions at $\sqrt{s}$ up to 209-GeV*, Phys. Lett. **B526**, 191–205 (2002), arXiv:hep-ex/0201014 [hep-ex], `CERN-EP-2001-095`.

[10] J. Abdallah et al. (DELPHI Collaboration), *Final results from DELPHI on the searches for SM and MSSM neutral Higgs bosons*, Eur. Phys. J. **C32**, 145–183 (2004), arXiv:0303013 [hep-ex], `CERN-EP-2003-008`.

[11] P. Achard et al. (L3 Collaboration), *Standard model Higgs boson with the L3 experiment at LEP*, Phys. Lett. **B517**, 319–331 (2001), arXiv :0107054 [hep-ex], `CERN-EP-2001-049`.

[12] G. Abbiendi et al. (OPAL Collaboration), *Search for the standard model Higgs boson with the OPAL detector at LEP*, Eur. Phys. J. **C26**, 479–503 (2003), arXiv :0209078 [hep-ex], `CERN-EP-2002-059`.

[13] CDF and D0 Collaborations and the Tevatron New Physics and Higgs Working, *Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb^{-1} of Data*, (2012), arXiv :1207.0449 [hep-ex], `FERMILAB-CONF-12-318-E, CDF-NOTE-10884, D0-NOTE-6348`.

[14] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to bottom quarks with the ATLAS detector*, (2012), `ATLAS-CONF-2012-161`.

[15] J. Cammin, *Study of a light standard model Higgs boson in the $t\bar{t}H^0$ channel with ATLAS at LHC and decay mode independent searches for neutral Higgs bosons with OPAL at LEP*, `BONN-IR-2004-06`.

[16] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko and A. Safonov, *A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau*, (2011), arXiv:1012.4686 [hep-ex].

[17] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in $H \to \tau\tau$ decays in proton-proton collisions with the ATLAS detector*, (2012), ATLAS-CONF-2012-160, ATLAS-COM-CONF-2012-196.

[18] ATLAS Collaboration, *Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the gamma-gamma channel with the ATLAS detector*, (2012), ATLAS-CONF-2012-091, ATLAS-COM-CONF-2012-109.

[19] ATLAS Collaboration, *Observation of an Excess of Events in the Search for the Standard Model Higgs Boson in the $H \to WW^{(*)} \to \ell\nu\ell\nu$ Channel with the ATLAS Detector*, (2012), ATLAS-CONF-2012-098, ATLAS-COM-CONF-2012-138.

[20] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs boson in the $H \to WW \to l\nu jj$ decay channel at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B718**, 391–410 (2012), arXiv:1206.6074 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-162.

[21] ATLAS Collaboration, *Search for associated production of the Higgs boson in the $WH \to WWW^{(*)} \to l\nu l\nu l\nu$ and $ZH \to ZWW^{(*)} \to lll\nu l\nu$ channels with the ATLAS detector at the LHC*, (2013), ATLAS-CONF-2013-075.

[22] ATLAS Collaboration, *Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the $H \to ZZ^{(*)} \to 4\ell$ channel with the ATLAS detector.*, (2012), ATLAS-CONF-2012-092, ATLAS-COM-CONF-2012-106.

[23] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a standard model Higgs boson in the mass range 200 - 600-GeV in the $H \to ZZ \to \ell^+\ell^- q\bar{q}$ decay channel with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B717**, 70–88 (2012), arXiv :1206.2443 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-125.

[24] ATLAS Collaboration, *Combined Standard Model Higgs boson searches with up to 2.3 fb^{-1} of pp collisions at sqrts=7 TeV at the LHC*, (2011), ATLAS-CONF-2011-157, ATLAS-COM-CONF-2011-181.

[25] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 1–29 (2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-218.

[26] CMS Collaboration, *Observation of a new boson with a mass near 125 GeV*, (2012), CMS-PAS-HIG-12-020.

[27] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 30–61 (2012), arXiv:1207.7235 [hep-ex], CMS-HIG-12-028, CERN-PH-EP-2012-220.

[28] L. Landau, *On the angular momentum of a two-photon system*, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **60**, 207–209 (1948).

[29] C.-N. Yang, *Selection Rules for the Dematerialization of a Particle Into Two Photons*, Phys. Rev. **77**, 242–245 (1950).

[30] S. Y. Choi, D. J. Miller, M. M. Muhlleitner and P. M. Zerwas, *Identifying the Higgs spin and parity in decays to Z pairs*, Phys. Lett. **B553**, 61–71 (2003), arXiv:0210077 [hep-ph], CERN-TH-2002-231, DESY-02-150, PM-02-26.

[31] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model*, Phys. Rept. **457**, 1–216 (2008), arXiv:0503172 [hep-ph], LPT-ORSAY-05-17.

[32] Y. Gao, A. V. Gritsan, Z. Guo, K. Melnikov, M. Schulze et al., *Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders*, Phys. Rev. **D81**, 075022 (2010), arXiv:1001.3396 [hep-ph], FERMILAB-PUB-10-011-E.

[33] P. de Aquino, K. Hagiwara, Q. Li and F. Maltoni, *Simulating graviton production at hadron colliders*, JHEP **1106**, 132 (2011), arXiv:1101.5499 [hep-ph].

[34] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer and T. Stelzer, *MadGraph 5 : Going Beyond*, JHEP **1106**, 128 (2011), arXiv :1106.0522 [hep-ph], FERMILAB-PUB-11-448-T.

[35] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data*, (2013), arXiv:1307.1432 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-102.

[36] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the Higgs boson mass from the $H \to \gamma\gamma$ and $H \to ZZ^* \to 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data*, Phys. Rev. **D90**, 052004 (2014), arXiv:1406.3827 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-122.

[37] ATLAS Collaboration, *Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using pp collision data at $\sqrt{s}$ = 7 and 8 TeV in the ATLAS experiment*, (2015), ATLAS-CONF-2015-007, ATLAS-COM-CONF-2015-011.

[38] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurements of fiducial and differential cross sections for Higgs boson production in the diphoton decay channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV with ATLAS*, JHEP **1409**, 112 (2014), arXiv:1407.4222 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-148.

[39] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Fiducial and differential cross sections of Higgs boson production measured in the four-lepton decay channel in pp collisions at $\sqrt{s}$=8 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B738**, 234–253 (2014), arXiv:1408.3226 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-186.

[40] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurements of the Total and Differential Higgs Boson Production Cross Sections Combining the $H \to \gamma\gamma$ and $H \to ZZ^* \to 4l$ Decay Channels at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector*, (2015), arXiv:1504.05833 [hep-ex], CERN-PH-EP-2015-048.

[41] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.7084 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-198.

[42] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D91**(1), 012006 (2015), arXiv:1408.5191 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-170.

[43] LHC Higgs Cross Section Working Group, A. David, A. Denner, M. Duehrssen, M. Grazzini et al., *LHC HXSWG interim recommendations to explore the coupling structure of a Higgs-like particle*, (2012), arXiv :1209.0040 [hep-ph], LHCHXSWG-2012-001.

[44] ATLAS Collaboration, *Constraints on New Phenomena via Higgs Coupling Measurements with the ATLAS Detector*, (2014), ATLAS-CONF-2014-010, ATLAS-COM-CONF-2014-011.

[45] K. Agashe, R. Contino and A. Pomarol, *The Minimal composite Higgs model*, Nucl. Phys. **B719**, 165–187 (2005), arXiv:0412089 [hep-ph], UAB-FT-567.

[46] R. Contino, L. Da Rold and A. Pomarol, *Light custodians in natural composite Higgs models*, Phys. Rev. **D75**, 055014 (2007), arXiv:0612048 [hep-ph], UAB-FT-619, ROMA1-1445-2006.

[47] M. S. Carena, E. Ponton, J. Santiago and C. Wagner, *Electroweak constraints on warped models with custodial symmetry*, Phys. Rev. **D76**, 035006 (2007), arXiv :0701055 [hep-ph], FERMILAB-PUB-07-496-T, ANL-HEP-PR-07-02.

[48] S. Heinemeyer et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration), *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties*, (2013), arXiv:1307.1347 [hep-ph], CERN-2013-004.

[49] A. Hill and J. van der Bij, *Strongly interacting singlet-doublet Higgs model*, Phys. Rev. **D36**, 3463–3473 (1987), UM-TH-86-19.

[50] M. J. G. Veltman and F. J. Yndurain, *Radiative corrections to WW scattering*, Nucl. Phys. **B325**, 1 (1989), UM-TH-89-04.

[51] T. Binoth and J. J. van der Bij, *Influence of strongly coupled, hidden scalars on Higgs signals*, Z. Phys. **C75**, 17–25 (1997), arXiv:9608245 [hep-ph], FREIBURG-THEP-96-15.

[52] R. Schabinger and J. D. Wells, *A Minimal spontaneously broken hidden sector and its impact on Higgs boson physics at the large hadron collider*, Phys. Rev. **D72**, 093007 (2005), arXiv:0509209 [hep-ph].

[53] B. Patt and F. Wilczek, *Higgs-field portal into hidden sectors*, (2006), arXiv:0605188 [hep-ph], MIT-CTP-3745.

[54] G. M. Pruna and T. Robens, *The Higgs Singlet extension parameter space in the light of the LHC discovery*, Phys. Rev. **D88**, 115012 (2013), arXiv:1303.1150 [hep-ph], PSI-PR-13-03.

[55] T. Lee, *A Theory of Spontaneous T Violation*, Phys. Rev. **D8**, 1226–1239 (1973).

[56] J. F. Gunion and H. E. Haber, *The CP conserving two Higgs doublet model : The Approach to the decoupling limit*, Phys. Rev. **D67**, 075019 (2003), arXiv:0207010 [hep-ph], SCIPP-02-10.

[57] G. Branco, P. Ferreira, L. Lavoura, M. Rebelo, M. Sher et al., *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models*, Phys. Rept. **516**, 1–102 (2012), arXiv:1106.0034 [hep-ph].

[58] S. Kanemura, S. Matsumoto, T. Nabeshima and N. Okada, *Can WIMP Dark Matter overcome the Nightmare Scenario ?*, Phys. Rev. **D82**, 055026 (2010), arXiv:1005.5651 [hep-ph], UT-HET-039.

[59] P. J. Fox, R. Harnik, J. Kopp and Y. Tsai, *Missing Energy Signatures of Dark Matter at the LHC*, Phys. Rev. **D85**, 056011 (2012), arXiv :1109.4398 [hep-ph], FERMILAB-PUB-11-478-T.

[60] A. Djouadi, O. Lebedev, Y. Mambrini and J. Quevillon, *Implications of LHC searches for Higgs–portal dark matter*, Phys. Lett. **B709**, 65–69 (2012), arXiv:1112.3299 [hep-ph], DESY-11-240, LPT-ORSAY-11-117.

[61] L. Lopez-Honorez, T. Schwetz and J. Zupan, *Higgs portal, fermionic dark matter, and a Standard Model like Higgs at 125 GeV*, Phys. Lett. **B716**, 179–185 (2012), arXiv:1203.2064 [hep-ph], UCHEP-12-01.

[62] F. Caola and K. Melnikov, *Constraining the Higgs boson width with ZZ production at the LHC*, Phys.Rev. **D88**, 054024 (2013), arXiv:1307.4935 [hep-ph].

[63] L. J. Dixon and Y. Li, *Bounding the Higgs Boson Width Through Interferometry*, Phys. Rev. Lett. **111**, 111802 (2013), arXiv:1305.3854 [hep-ph].

[64] S. P. Martin, *Interference of Higgs diphoton signal and background in production with a jet at the LHC*, Phys.Rev. **D88**(1), 013004 (2013), arXiv:1303.3342 [hep-ph].

[65] ATLAS Collaboration, *Projections for measurements of Higgs boson cross sections, branching ratios and coupling parameters with the ATLAS detector at a HL-LHC*, (2014), ATL-PHYS-PUB-2013-014.

[66] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state*, (2013), arXiv :1312.5353 [hep-ex], CMS-HIG-13-002, CERN-PH-EP-2013-220.

[67] CMS Collaboration, *Properties of the observed Higgs-like resonance using the diphoton channel*, (2013), CMS-PAS-HIG-13-016.

[68] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Determination of the off-shell Higgs boson signal strength in the high-mass ZZ and WW final states with the ATLAS detector*, (2015), arXiv:1503.01060 [hep-ex], CERN-PH-EP-2015-026.

[69] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration), *Constraints on the Higgs boson width from off-shell production and decay to Z-boson pairs*, (2014), arXiv:1405.3455 [hep-ex], CMS-HIG-14-002, CERN-PH-EP-2014-078.

[70] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Scalar Diphoton Resonances in the Mass Range* $65 - 600$ *GeV with the ATLAS Detector in pp Collision Data at* $\sqrt{s} = 8$ *TeV*, Phys. Rev. Lett. **113**(17), 171801 (2014), arXiv:1407.6583 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-142.

[71] ATLAS Collaboration, *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using* 25 fb^{-1} *of proton-proton collision data*, (2013), ATLAS-CONF-2013-013, ATLAS-COM-CONF-2013-018.

[72] ATLAS Collaboration, *Search for a high-mass Higgs boson in the* $H \to WW \to l\nu l\nu$ *decay channel with the ATLAS detector using 21* fb^{-1} *of proton-proton collision data*, (2013), ATLAS-CONF-2013-067, ATLAS-COM-CONF-2013-082.

[73] CMS Collaboration, *Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV*, (2013), CMS-PAS-HIG-13-005.

[74] CMS Collaboration, *Constraints on anomalous HVV interactions using H to 4l decays*, (2014), CMS-PAS-HIG-14-014.

[75] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration), *Constraints on the spin-parity and anomalous HVV couplings of the Higgs boson in proton collisions at 7 and 8 TeV*, (2014), arXiv:1411.3441 [hep-ex], CMS-HIG-14-018, CERN-PH-EP-2014-265.

[76] ATLAS Collaboration, *Study of the spin and parity of the Higgs boson in HVV decays with the ATLAS detector*, (2015), ATLAS-CONF-2015-008, ATLAS-COM-CONF-2015-006.

[77] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration), *Precise determination of the mass of the Higgs boson and tests of compatibility of its couplings with the standard model predictions using proton collisions at 7 and 8 TeV*, (2014), arXiv:1412.8662 [hep-ex], CMS-HIG-14-009, CERN-PH-EP-2014-288.

[78] ATLAS Collaboration, *An update of combined measurements of the new Higgs-like boson with high mass resolution channels*, ATLAS-CONF-2012-170 (2012).

[79] G. Aad et al. (ATLAS, CMS Collaboration), *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, (2015), arXiv:1503.07589 [hep-ex], ATLAS-HIGG-2014-14, CMS-HIG-14-042, CERN-PH-EP-2015-075.

[80] ATLAS Collaboration, *Determination of the off-shell Higgs boson signal strength in the high-mass ZZ final state with the ATLAS detector*, (2014), ATLAS-CONF-2014-042, ATLAS-COM-CONF-2014-052.

[81] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration), *Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties*, (2014), arXiv:1407.0558 [hep-ex], CMS-HIG-13-001, CERN-PH-EP-2014-117.

[82] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation and measurement of Higgs boson decays to WW^* with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1412.2641 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-270.

[83] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *Measurement of Higgs boson production and properties in the WW decay channel with leptonic final states*, JHEP **1401**, 096 (2014), arXiv:1312.1129 [hep-ex], CMS-HIG-13-023, CERN-PH-EP-2013-221.

[84] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector*, JHEP **1504**, 117 (2015), arXiv:1501.04943 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-262.

[85] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of τ leptons*, (2014), arXiv:1401.5041 [hep-ex], CMS-HIG-13-004, CERN-PH-EP-2014-001.

[86] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the $b\bar{b}$ decay of the Standard Model Higgs boson in associated $(W/Z)H$ production with the ATLAS detector*, (2014), arXiv :1409.6212 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-214.

[87] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *Search for the standard model Higgs boson produced in association with a W or a Z boson and decaying to bottom quarks*, Phys. Rev. **D89**, 012003 (2014), arXiv:1310.3687 [hep-ex], CMS-HIG-13-012, CERN-PH-EP-2013-188.

[88] ATLAS Collaboration, *Search for a Standard Model Higgs boson in $H \to \mu\mu$ decays with the ATLAS detector*, (2013), ATLAS-CONF-2013-010, ATLAS-COM-CONF-2013-003.

[89] CMS Collaboration, *Search for the standard model Higgs boson in the dimuon decay channel in pp collisions at sqrt(s)= 7 and 8 TeV*, (2013), CMS-PAS-HIG-13-007.

[90] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for top quark decays $t \to qH$ with $H \to \gamma\gamma$ using the ATLAS detector*, JHEP **1406**, 008 (2014), arXiv:1403.6293 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-036.

[91] CMS Collaboration, *Search for an Higgs Like resonance in the diphoton mass spectra above 150 GeV with 8 TeV data*, (2014), CMS-PAS-HIG-14-006.

[92] CMS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the H to WW to lnujj decay channel in pp collisions at the LHC*, (2012), CMS-PAS-HIG-13-027.

[93] ATLAS Collaboration, *Update of the Combination of Higgs Boson Searches in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*, (2011), ATLAS-CONF-2011-135, ATLAS-COM-CONF-2011-159.

[94] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton decay channel with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72**, 2157 (2012), arXiv:1205.0701 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-105.

[95] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for neutral Higgs bosons of the minimal supersymmetric standard model in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1411**, 056 (2014), arXiv:1409.6064 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-210.

[96] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the neutral Higgs bosons of the Minimal Supersymmetric Standard Model in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1302**, 095 (2013), arXiv:1211.6956 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-323.

[97] ATLAS Collaboration, *Search for Neutral MSSM Higgs bosons in sqrts = 7 TeV pp collisions at ATLAS*, (2012), ATLAS-CONF-2012-094, ATLAS-COM-CONF-2012-113.

[98] ATLAS Collaboration, *Search for Higgs bosons in Two-Higgs-Doublet models in the $H \to WW \to e\nu\mu\nu$ channel with the ATLAS detector*, (2013), ATLAS-CONF-2013-027, ATLAS-COM-CONF-2013-005.

[99] CMS Collaboration, *Search for a pseudoscalar boson A decaying into a Z and an h boson in the llbb final state*, (2014), CMS-PAS-HIG-14-011.

[100] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for charged Higgs bosons decaying via $H^\pm \to \tau^\pm\nu$ in fully hadronic final states using pp collision data at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1412.6663 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-274.

[101] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for charged Higgs bosons decaying via $H^+ \to \tau\nu$ in top quark pair events using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1206**, 039 (2012), arXiv:1204.2760 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-083.

[102] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a light charged Higgs boson in the decay channel $H^+ \to c\bar{s}$ in $t\bar{t}$ events using pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C73**(6), 2465 (2013), arXiv:1302.3694 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-338.

[103] CMS Collaboration, *Search for a heavy charged Higgs boson in proton-proton collisions at sqrts=8 TeV with the CMS detector*, (2014), CMS-PAS-HIG-13-026.

[104] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search For Higgs Boson Pair Production in the $\gamma\gamma b\bar{b}$ Final State using pp Collision Data at $\sqrt{s} = 8$ TeV from the ATLAS Detector*, (2014), arXiv:1406.5053 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-113.

[105] CMS Collaboration, *Search for the resonant production of two Higgs bosons in the final state with two photons and two bottom quarks*, (2014), CMS-PAS-HIG-13-032.

[106] ATLAS Collaboration, *A search for resonant Higgs-pair production in the $b\bar{b}b\bar{b}$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, (2014), ATLAS-CONF-2014-005, ATLAS-COM-CONF-2014-007.

[107] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a multi-Higgs-boson cascade in $W^+W^-b\bar{b}$ events with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, Phys. Rev. **D89**(3), 032002 (2014), arXiv:1312.1956 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-172, CERN-PH-EP-2013-173.

[108] ATLAS Collaboration, *Search for Doubly Charged Higgs Boson Production in Like-sign Muon Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, (2011), ATLAS-CONF-2011-127, ATLAS-COM-CONF-2011-154.

[109] ATLAS Collaboration, *Search for a Higgs boson decaying to four photons through light CP-odd scalar coupling using full luminosity of* 7 TeV *pp collision data taken with ATLAS detector at the LHC*, (2012), ATLAS-CONF-2012-079, ATLAS-COM-CONF-2012-100.

[110] ATLAS Collaboration, *A Search for Light CP-Odd Higgs Bosons Decaying to mu+ mu- in ATLAS*, (2011), ATLAS-CONF-2011-020, ATLAS-COM-CONF-2011-036.

[111] ATLAS Collaboration, *Search for invisible decays of a Higgs boson produced in association with a Z boson in ATLAS*, (2013), ATLAS-CONF-2013-011, ATLAS-COM-CONF-2013-013.

[112] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for charged Higgs bosons through the violation of lepton universality in $t\bar{t}$ events using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS experiment*, JHEP **1303**, 076 (2013), arXiv:1212.3572 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-347.

[113] CMS Collaboration, *Search for Lepton Flavour Violating Decays of the Higgs Boson*, (2014), CMS-PAS-HIG-14-005.

[114] ATLAS Collaboration, *A study of Standard Model Higgs boson production in the decay mode $H \to bb$ in association with a W or Z boson for High Luminosity LHC Running*, (2014), ATL-PHYS-PUB-2014-011.

[115] ATLAS Collaboration, *Studies of the VBF $H \to \tau_l\tau_{had}$ analysis at High Luminosity LHC conditions*, ATL-PHYS-PUB-2014-018.

[116] ATLAS Collaboration, *HL-LHC projections for signal and background yield measurements of the Higgs boson production in association with t quarks, W or Z bosons, in the diphoton decay channel*, ATL-PHYS-PUB-2014-012.

[117] ATLAS Collaboration, *Update of the prospects for the $H \to Z\gamma$ search at the High-Luminosity LHC*, ATL-PHYS-PUB-2014-006.

[118] ATLAS Collaboration, *Sensitivity of ATLAS at HL-LHC to flavour changing neutral currents in top quark decays $t \to cH$, with $H \to \gamma\gamma$*, ATL-PHYS-PUB-2013-012.

[119] ATLAS Collaboration, *Prospects for measuring Higgs pair production in the channel $H(\to \gamma\gamma)H(\to bb)$ using the ATLAS detector at the HL-LHC*, ATL-PHYS-PUB-2014-019.

[120] R. S. Gupta, H. Rzehak and J. D. Wells, *How well do we need to measure Higgs boson couplings ?*, Phys. Rev. **D86**, 095001 (2012), arXiv:1206.3560 [hep-ph], CERN-PH-TH-2012-158.

[121] ATLAS Collaboration, *Projections for measurements of Higgs boson signal strengths and coupling parameters with the ATLAS detector at the HL-LHC*, (2014), ATL-PHYS-PUB-2014-016.

[122] ATLAS Collaboration, *Prospects for New Physics in Higgs Couplings Studies with the ATLAS Detector at the HL-LHC*, ATL-PHYS-PUB-2013-017.

[123] T. Behnke, J. E. Brau, B. Foster, J. Fuster, M. Harrison et al., *The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1 : Executive Summary*, (2013), arXiv :1306.6327 [physics.acc-ph], ILC-REPORT-2013-040, ANL-HEP-TR-13-20, BNL-100603-2013-IR, IRFU-13-59, CERN-ATS-2013-037, COCKCROFT-13-10, CLNS-13-2085, DESY-13-062, FERMILAB-TM-2554, IHEP-AC-ILC-2013-001, INFN-13-04-LNF, JAI-2013-001, JINR-E9-2013-35, JLAB-R-2013-01, KEK-REPORT-2013-1, KNU-CHEP-ILC-2013-1, LLNL-TR-635539, SLAC-R-1004, ILC-HIGRADE-REPORT-2013-003.

[124] M. E. Peskin, *Comparison of LHC and ILC Capabilities for Higgs Boson Coupling Measurements*, (2012), arXiv:1207.2516 [hep-ph], SLAC-PUB-15178.

Chapitre 6

Mesure du bruit de fond de photons dans l'analyse $H \to \gamma\gamma$

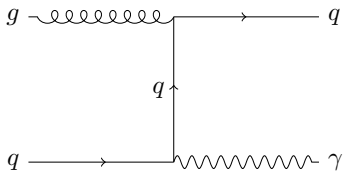
6.1 Introduction

L'extraction d'un signal de photons directs ("direct" ou "prompt"), est une étape pour de nombreuses analyses de physique, comme la recherche du Higgs, dans le canal en paire de photons, la supersymétrie, mais aussi la physique exotique avec la désintégration du graviton en paire de photons, et les désintégrations de fermions excités. A plus longue échéance, la mesure de la section efficace de production simple de photons directs permet de tester la QCD perturbative à travers les processus de production et de contraindre la densité de probabilité du gluon. Dans le cadre de la recherche de photons directs, le signal est la production de photons issus du processus dur et du bremsstrahlung, le bruit de fond est constitué des photons provenant de la désintégration de mésons neutres tels que π^0, η, imitant les photons directs par leur dépôt d'énergie.

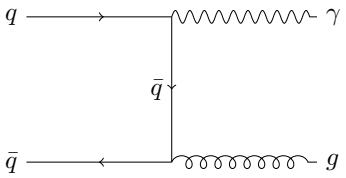
Différentes méthodes de mesures de pureté de photons ont été préalablement proposées dans une note de prospectives pour une énergie dans le centre de masse de 10 TeV [1]. La simulation Monte-Carlo pouvant être en désaccord avec les données réelles, les méthodes reposant sur les données (dites "data driven") sont privilégiées. Elles consistent typiquement à modéliser le bruit de fond à partir de régions d'espace de phases : zones de contrôle, pour lesquelles le signal est négligeable, et/ou modéliser le signal en utilisant des régions enrichies en signal. Parmi les méthodes proposées, a été retenue, pour l'extraction du premier signal de photon directs, une méthode à deux dimensions extrapolant le bruit de fond des régions de contrôle vers la région du signal, en utilisant la qualité d'identification des photons et leur isolation calorimétrique. Cette analyse [2], réalisée à l'été 2010, est basée sur une luminosité de $15,8 \ \pm 1,7 \ nb^{-1}$ accumulée à une énergie de $\sqrt{s} = 7 \ TeV$, correspondant aux données de avril et mai 2010.

6.2 Production de photons directs

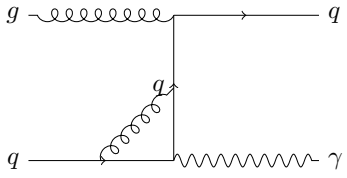
Au LHC, les photons directs sont produits par différents mécanismes (Fig. 6.1).



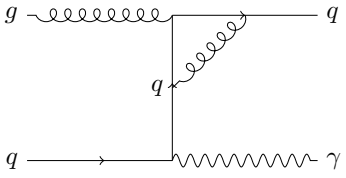
(a) Processus de type Compton, *LO*



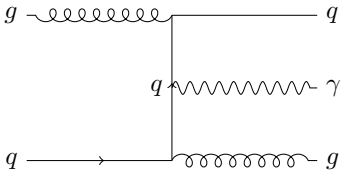
(b) Annihilation de quarks, *LO*, produisant un photon



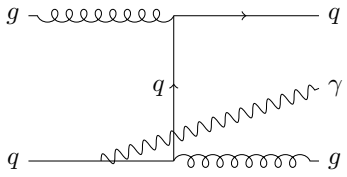
(c) Correction de vertex au processus Compton, *NLO*



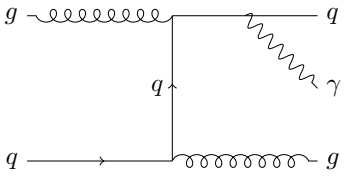
(d) Correction de vertex au processus Compton, *NLO*



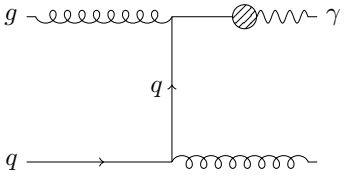
(e) radiation dans le propagateur, *NLO*



(f) radiation ISR, *NLO*



(g) radiation FSR, *NLO*



(h) Fragmentation simple de quark en photon, *NLO*

FIGURE 6.1 – *Exemples de diagrammes de production de photons directs. Source : [1].*

A l'ordre perturbatif fondamental (*LO*), la diffusion de type Compton est dominante, suivie par l'annihilation $q\bar{q}$. A l'ordre suivant (*NLO*), peuvent exister les diagrammes de corrections de vertex à boucles, les diagrammes de rayonnement de freinage (bremsstrahlung), à radiations réelles, dans l'état initial (ISR pour Initial State Radiation) et final (FSR pour Final State Radiation), ou dans le propagateur. De plus, peut exister le

processus de fragmentation dans laquelle un ou deux partons finaux se fragmentent pour produire un ou deux photons, conduisant respectivement à une fragmentation simple ou double. A faible p_T ($< 20\ GeV$), les photons produits à l'ordre NLO sont dominants, à haut p_T, ce sont les photons produits à l'ordre LO.

La figure 6.2 présente la section efficace différentielle calculée par le programme Jetphox au NLO de QCD, pour $\sqrt{s} = 7\ TeV$, une énergie transverse $E_T > 10\ GeV$ et la région fiduciaire de l'analyse d'extraction de photon, avec les incertitudes de densités de partons, utilisant Cteq 6.1, et les incertitudes d'échelles de factorisation et de renormalisation, variées dans le domaine $[0,5; 2,0] \times \mu$ autour de l'échelle nominale μ, fixée à l'impulsion transverse des photons. Afin de reproduire la coupure d'isolation calorimétrique appliquée sur les données réelles, une isolation des photons est appliquée au niveau partonique, par le critère d'une énergie transverse totale des partons inférieure à 5 GeV dans un cône en $\eta \times \phi$ de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,4$. La section efficace varie de 3 % lorsque l'isolation est variée de 5 à 3 GeV, valeurs utilisées pour la définition des régions de l'analyse.

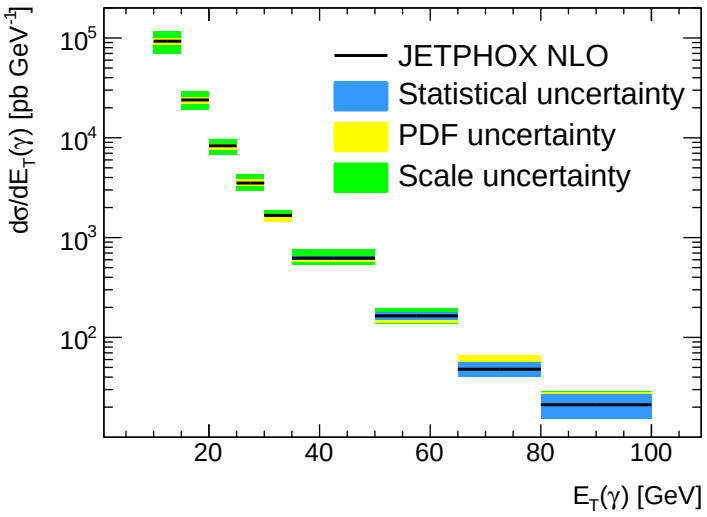


FIGURE 6.2 – *Section efficace inclusive de production de photons directs prédite par la QCD à l'ordre NLO, calculée avec le programme Jetphox à* $\sqrt{s} = 7\ TeV$*, pour des photons dans les régions* $|\eta| \in [0; 1,37] U [1,52; 2,37[$ *et des énergies transverses* $E_T > 10\ GeV$*. Source : [2].*

6.2.1 Sélection

Les événements sont déclenchés au premier niveau du trigger par les dépôts d'énergie dans les calorimètres. Le seuil du trigger utilisé pour la première analyse est fixé à 5 GeV (L1_EM5), atteignant un plateau d'efficacité constante proche de 100 % pour les vrais photons de $E_T > 10\ GeV$. La sélection des événements nécessite l'existence d'au moins un vertex primaire reconstruit en accord avec la position moyenne du faisceau, avec au moins trois traces associées. L'efficacité de cette coupure est de 99,5 % pour les données et est

attendue à 99,9 % pour les événements contenant des photons directs avec $E_T > 10\ GeV$. La distribution de la différence de temps entre les signaux observés dans les bouchons du détecteur montre que le bruit de fond ne provenant pas de collision est négligeable. Il y a au total 2,27 millions d'événements passant ces coupures. La sélection des candidats photons utilise une coupure fiduciaire $|\eta| \in [0; 1,37[U[1,52; 2,37[$. Les candidats photons sont rejetés s'ils chevauchent par leur cluster associé, de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ (tonneau) ou $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ (bouchon), les régions du calorimètre électromagnétique pour lesquelles des liens optiques ne fonctionnent pas pour le pré-échantillonneur ou l'un des deux premiers compartiments [1]. Ils sont également rejetés si au moins une de l'ensemble $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ cellules du second compartiment ou l'une des cellules du premier compartiment en face de la cellule la plus chaude du second compartiment, ne fonctionne pas. Ces différentes coupures rejettent 5,5 % des candidats photons dans le Monte Carlo et les données. Après la sélection, il reste 268992 candidats photons d'énergie transverse supérieure à 10 GeV, dont la distribution en énergie transverse est présentée sur la figure 6.3. Enfin, une coupure de qualité tight des photons permet de rejeter le bruit de fond de jets. Après celle-ci, il reste 11890 candidats photons.

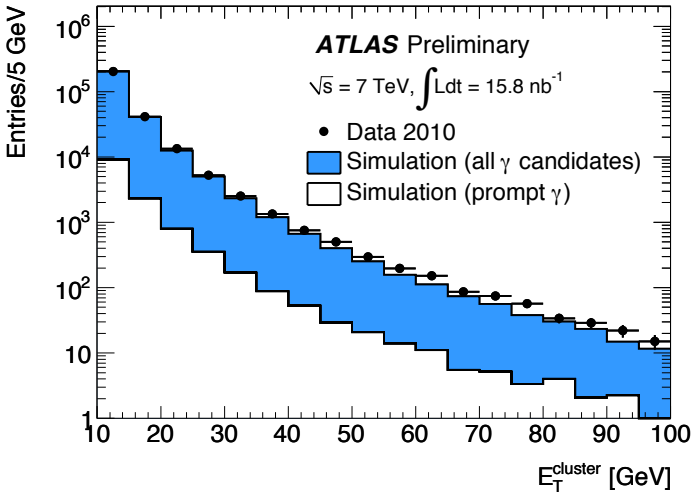


FIGURE 6.3 – *Distribution en énergie transverse des candidats photons après reconstruction et préselection. La simulation du signal est normalisée à la luminosité des données en utilisant la section efficace à l'ordre dominant de Pythia. Le bruit de fond simulé est normalisé de sorte que la somme des photons faux et directs (histogramme foncé, bleu) corresponde au nombre d'événements observés dans les données. Source : [2].*

L'efficacité de reconstruction et d'identification des photons est déterminée à partir d'échantillons Monte-Carlo de photons générés avec Pythia. Les incertitudes systématiques liées à la description de matière en amont du calorimètre sont évaluées en utilisant différentes variantes de géométries du détecteur. Une détérioration de 0,3 % d'efficacité

1. L'énergie accumulée par le compartiment arrière étant négligeable, les éventuels liens optiques non fonctionnels de ce compartiment ne sont pas considérés dans le critère de rejet d'un candidat photon.

est obtenue pour une modification de 1 % de la longueur de radiation du matériel en amont du calorimètre. Etant donnée la connaissance du détecteur dans sa configuration utilisée pour l'analyse, une incertitude de l'ordre de quelques pourcents est attendue. La diaphonie entre cellules du calorimètre, également méconnue, est variée de 50 %, aboutissant à une variation d'efficacité de l'ordre de 2 % pour $E_T > 10\ GeV$.

L'isolation calorimétrique, utilisée dans la méthode d'extraction de photons directs, est calculée à partir des cellules du calorimètre électromagnétique et hadronique, dans un cône en $\eta;\phi$ de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,4$ autour du candidat photon, en soustrayant, par l'exclusion de ses cellules, l'énergie du candidat photon, grâce à la prédiction de la simulation de photons simples.

6.2.2 Echantillons de simulation

Les échantillons Monte Carlo sont générés par le générateur Pythia, avec la simulation complète de la réponse du détecteur ATLAS par le programme Geant. L'échantillon de photons directs (processus partoniques $qg \to q\gamma$ et $q\bar{q} \to g\gamma$) est généré avec une coupure $p_T > 7\ GeV$. La luminosité générée, compte tenu de la section efficace $\sigma = 1,4\ \mu b$ calculée par Pythia, est de 71 nb^{-1}. Pour le bruit de fond, deux échantillons sont générés, un échantillon d'événements de biais minimum non diffractif, filtré à une énergie transverse de $E_T > 6\ GeV$ dans une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,18 \times 0,18$ au niveau de la particule vraie, immitant la condition de déclenchement de niveau L1. Ce filtre, d'efficacité 5,3 %, n'est pas biaisé pour des énergies transverses supérieures à 10 GeV. La luminosité équivalente, compte tenu de la section efficace de $\sigma = 2,58\ mb$ par Pythia (incluant l'efficacité du filtre), est de $11,6\ nb^{-1}$. Comme le spectre en E_T décroît rapidement, un deuxième échantillon est utilisé au-dessus de 20 GeV : une production QCD $2 \to 2$ de jets, dite JF17, filtrés à 17 GeV, avec un des partons du processus durs de $p_T > 15\ GeV$. Cet échantillon apparaît comme non biaisé pour des coupures supérieures à 20 GeV. La luminosité intégrée, compte tenu de la section efficace calculée par Pythia de $\sigma = 0,99\ mb$, est de 101 nb^{-1}. Ces échantillons contiennent, outre les photons issus de jets, des photons directs produits par des radiations QED des quarks. L'échantillon JF17 contient aussi une contribution directe de γjet. Lors des études de bruit de fond, les contributions de contamination par du signal sont retirées des échantillons de bruits de fond.

6.3 Méthode à deux dimensions

La méthode pour extraire la composante signal consiste à définir des zones de contrôle, contenant en première approximation le bruit de fond seul, et de l'extrapoler à la région du signal (contenant outre le signal, du bruit de fond). Les zones de contrôle sont définies par deux variables décorrélées, parmi les plus discriminantes du calorimètre électromagnétique : une variable globale, l'isolation calorimétrique [2], exploitant l'énergie déposée dans les ca-

2. EtCone40 corrigé en soustrayant l'énergie du candidat photon

lorimètres électromagnétique et hadronique, ce qui définit les régions de photons isolés et non isolés, et une variable de qualité des photons, tight ou tight relachée au niveau des variables de forme de gerbe du premier compartiment du calorimètre électromagnétique. La région du signal correspond à la région de candidats photons isolés et réussissant les coupures de qualité tight ($N^A = N^A_{sig} + N^A_{bkg}$ candidats photons). Les trois zones de contrôle, enrichies en bruit de fond, correspondent respectivement à une région isolée mais échouant la coupure sur la forme de gerbe du premier compartiment ($M^A = M^A_{sig} + M^A_{bkg}$ candidats photons), et à deux zones non isolées, réussissant ($N^B = N^B_{sig} + N^B_{bkg}$ candidats photons) ou échouant ($M^B = M^B_{sig} + M^B_{bkg}$ candidats photons) les coupures sur le premier compartiment. La figure 6.4 présente ces régions. La région de signal est contrainte par une coupure inférieure à 3 GeV sur l'isolation. L'étude par Monte Carlo donne une efficacité de cette coupure de 96 % pour le signal et une réjection de 44 % du bruit de fond pour une énergie transverse supérieure à 10 GeV. La région non isolée est requise à avoir une isolation supérieure à 5 GeV.

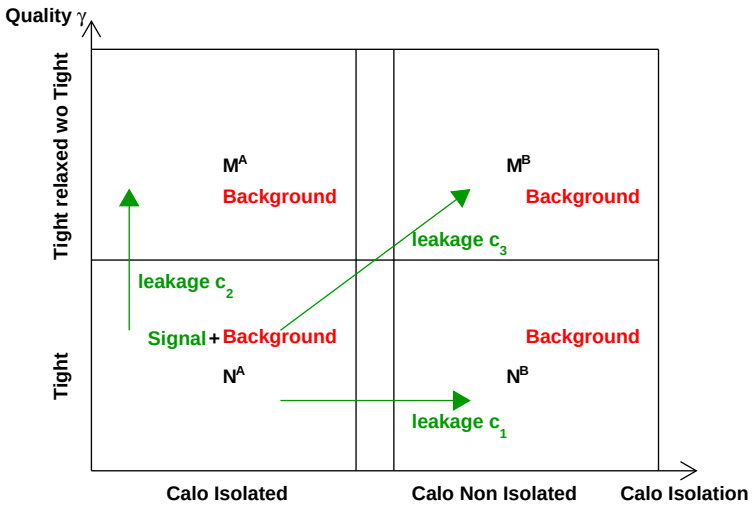


FIGURE 6.4 – *Définition des différentes régions : région dite du signal tight isolée et régions de bruit de fond (contenant des fuites de signal).*

Dans une première approximation, non utilisée pour l'analyse (à titre pédagogique), les zones de contrôle sont supposées ne contenir aucun signal et la corrélation est négligée entre l'isolation calorimétrique et les variables de forme de gerbe dans le premier compartiment. Le bruit de fond N^B est extrapolé de la région tight non isolée vers la région signal, en utilisant le pouvoir de réjection, défini comme le rapport M^A/M^B, pour la qualité tight relachée échouant tight, du bruit de fond de la région isolée avec celui de la région non isolée, c'est-à-dire $N^A_{bkg} = N^B \frac{M^A}{M^B}$. Le nombre de photons directs et la pureté dans la région du signal sont alors obtenus en résolvant l'équation du second degré en N^A_{sig} : $N^A_{sig} = N^A - N^B \frac{M^A}{M^B}$, d'où la pureté $P = N^{direct}_\gamma / N_\gamma$:

$$P = 1 - \frac{N^B}{N^A}\frac{M^A}{M^B} \tag{6.1}$$

Le choix des variables pour la définition des régions de contrôle et de signal est guidé par un compromis entre une bonne discrimination signal/bruit, une faible corrélation entre variables, et une statistique suffisante pour bien modéliser le bruit de fond. Afin de minimiser les corrélations avec la variable d'isolation calorimétrique, il apparaît naturel, pour la définition de deux des zones de bruit de fond, d'inverser les coupures du premier compartiment du calorimètre électromagnétique, moins corrélées avec l'isolation, qui utilise principalement le deuxième compartiment où la majorité de l'énergie du photon est déposée. Deux variables utilisant le moins de cellules du premier compartiment électromagnétique sont pressenties comme candidates : la fraction d'énergie hors du cœur de la gerbe et la largeur de la gerbe dans trois pistes. Si davantage de coupures de forme de gerbe sont inversées, la statistique disponible pour modéliser le bruit de fond est augmentée, ce qui améliore l'extrapolation du bruit de fond vers la région du signal. La configuration optimale choisie, dite loose prime (loose'), consiste à relâcher quatre des cinq variables de forme de gerbe du premier compartiment : F_{side}, $w_{3strips}$, ΔE, E_{ratio}. Seule la coupure sur la variable de largeur totale dans les pistes n'est pas inversée. Avec cette configuration, la pseudo-corrélation [3] $R = \frac{N^A_{\rm bkg} M^B_{\rm bkg}}{N^B_{\rm bkg} M^A_{\rm bkg}}$, calculée avec les échantillons de Monte-Carlo de bruit de fond, est faible, typiquement inférieure à 15 % pour les différentes gammes d'énergie transverse et de pseudo-rapidité. La contamination faible du signal dans la région de bruit de fond est vérifiée et mesurée par les coefficients de fuite $c_1 = \frac{N^B_{\rm sig}}{N^A_{\rm sig}}$, $c_2 = \frac{M^A_{\rm sig}}{N^A_{\rm sig}}$ et $c_3 = \frac{M^B_{\rm sig}}{N^A_{\rm sig}}$ dans un échantillon Monte Carlo de photons directs. La région de contrôle possédant le plus de fuite, environ 5 % de photons de signal, est celle de la région isolée échouant la coupure du premier compartiment. Les valeurs des pseudo-corrélations et coefficients de fuite sont résumées dans le tableau 6.1.

intervalle en E_T $[GeV]$	$10 \leq E_T < 15$	$15 \leq E_T < 20$	$E_T \geq 20$
R	1.10 ± 0.03	0.91 ± 0.05	1.02 ± 0.02
c_1	$(1.8 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$(3.1 \pm 0.5) \times 10^{-2}$	$(5.3 \pm 0.3) \times 10^{-2}$
c_2	$(18.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$	$(11.3 \pm 0.7) \times 10^{-2}$	$(6.6 \pm 0.2) \times 10^{-2}$
c_3	$(5.3 \pm 1.1) \times 10^{-3}$	$(2.5 \pm 1.3) \times 10^{-3}$	$(6.9 \pm 1.0) \times 10^{-3}$

Tableau 6.1 – *Facteurs de pseudo-corrélation R du bruit de fond et coefficients de fuite c_i du signal dans les régions de contrôle, pour différents intervalles d'énergie transverse du photon. Source : [2].*

Comme les corrélations et les fuites de signal dans le bruit de fond sont faibles mais non négligeables, elles sont prises en compte dans l'analyse, en soustrayant dans l'équation d'extraction du signal, la contribution de signal dans les différentes régions de bruit de fond, par les remplacements : $N^B \to N^B - c_1 N^A_{\rm sig}$, $M^A \to M^A - c_2 N^A_{\rm sig}$, $M^B \to M^B - c_3 N^A_{\rm sig}$.

3. Le mot pseudo a été ajouté au terme corrélation pour le distinguer d'une corrélation classique. Ici, le mot pseudo-corrélation a le sens de correction quantitative : une faible (respectivement importante) correction à apporter est quantifiée par une pseudo-corrélation proche (respectivement éloignée) de la valeur unité.

Les corrélations entre l'isolation et les variables de forme de gerbe sont prises en compte en corrigeant le bruit estimé dans la région de signal par le rapport R, obtenu par simulation Monte-Carlo, entre la valeur vraie ($N^A_{\rm bkg}$) et estimée $\left(N^B_{\rm bkg}\frac{M^A_{\rm bkg}}{M^B_{\rm bkg}}\right)$ du bruit de fond. Le nombre de photons directs et la pureté dans la région du signal sont alors obtenus en résolvant l'équation du second degré en N^A_{sig} :

$$N^A_{\rm sig} = N^A - \left[(N^B - c_1 N^A_{\rm sig})\frac{M^A - c_2 N^A_{\rm sig}}{M^B - c_3 N^A_{\rm sig}}\right]\left(\frac{N^A_{\rm bkg}}{N^B_{\rm bkg}}\frac{M^B_{\rm bkg}}{M^A_{\rm bkg}}\right) \quad (6.2)$$

$$P = \frac{N^A_{\rm sig}}{N^A} \quad (6.3)$$

6.3.1 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques considérées proviennent des définitions des régions de contrôle (seuils et variables utilisées), de l'inefficacité d'identification du signal (liée à la méconnaissance de la quantité de matière et la diaphonie), de la composition du signal (contribution de bremsstrahlung), de la corrélation entre variables d'isolation et d'identification, et de l'échelle d'énergie électromagnétique.

Les incertitudes systématiques liées à la définition des régions de contrôle sont obtenues en variant le domaine de valeurs de l'isolation calorimétrique. Le seuil bas, nominalement de 5 GeV, pour la région de contrôle où les photons ne sont pas isolés est varié à 4 et 6 GeV. Cette variation est sensible aux incertitudes de photons directs provenant de radiations QED des quarks, photons moins isolés que ceux de processus durs. La valeur maximale considérée de l'isolation, initialement choisie comme infinie, est abaissée à 10 et 15 GeV afin de réduire la corrélation entre les variables d'isolation et la distribution de forme de gerbe, dominante d'après la simulation, dans les grandes valeurs d'isolation. Les variations de pureté sont alors de $3,2$ %, $1,6$ % et $1,2$ % pour les énergies transverses $[10; 15[$ GeV, $[15; 20[$ GeV, $[20$ $GeV; \infty[$.

Le nombre de variables utilisées pour définir les régions de contrôle est réduit, de sorte que la statistique du bruit fond, utilisant les coupures inversées, est diminuée, mais qu'en compensation, la corrélation avec la variable d'isolation est diminuée. Avec une zone de contrôle définie en utilisant uniquement deux variables F_{side} et w_{s3}, prévues comme peu corrélées avec la variable d'isolation puisque utilisant les cellules dans la région étroite de la distribution en énergie dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique, la pureté diminue de 21 % pour les énergies transverses $[10; 15[$ GeV et moins de 3 % pour $[15; 20[$ GeV, $[20$ $GeV; \infty[$.

L'incertitude systématique liée à la soustraction du signal de photons dans la région de contrôle est estimée en utilisant des échantillons Monte-Carlo avec de la quantité de matière additionnelle en amont du calorimètre électromagnétique et une augmentation de la diaphonie entre cellules du calorimètre. Une limite de 5 % est obtenue pour la fraction de signal dans les régions M^A et M^B. En variant les coefficients de fuite correspondants

c_2 et c_3, la pureté varie de $3,5$ % pour les différentes gammes de E_T. Comme les photons de bremstrahlung ont une isolation moindre que ceux de processus dur, une incertitude systématique provenant de la composition du signal est obtenue en variant la contribution de photons directs non bremsstrahlung dans la région signal, à 20 et 100 % au lieu de la valeur nominale de 60 % obtenue par simulation. La pureté varie alors de $0,6$ %, $1,5$ % et $2,4$ % pour les énergies transverses $[10; 15[\ GeV$, $[15; 20[\ GeV$, $[20\ GeV; \infty[$.

L'incertitude systématique liée à l'incertitude sur la corrélation entre l'isolation calorimétrique et les variables de forme de gerbe est estimée en comparant la pureté nominale à celle obtenue sans tenir compte de la corrélation, c'est-à-dire en prenant $\frac{N_{bkg}^A}{N_{bkg}^B}\frac{M_{bkg}^B}{M_{bkg}^A} = 1$. De plus, la pseudo-corrélation est variée en utilisant un autre échantillon de bruit de fond QCD de diffusion dure $2 \to 2$ corps, excluant les photons directs, généré avec le programme Herwig. La pureté varie alors de $9,5$ %, $4,7$ % et $1,9$ % pour les énergies transverses $[10; 15[\ GeV$, $[15; 20[\ GeV$, $[20\ GeV; \infty[$.

L'incertitude systématique provenant de l'incertitude de 3 % sur l'échelle d'énergie électromagnétique, provenant de mesures de tests en faisceau, est obtenue en comparant le nombre de photons et la pureté nominales avec ceux provenant d'une modification de 3 %, pour chaque candidat photon, de l'énergie du cluster, de l'isolation et des énergies des cellules utilisées pour les variables d'identification. La pureté change au plus par 5 %, tandis que le nombre d'événements signal varie jusqu'à 25 % pour les énergies transverses $[10; 15[\ GeV$.

Les différentes sources et valeurs des incertitudes sont résumées dans les tableaux 6.2 et 6.3. La combinaison donne une incertitude systématique sur la pureté entre 6 et 24 % en fonction de l'énergie transverse.

intervalle en E_T [GeV]	$10 \leq E_T < 15$	$15 \leq E_T < 20$	$E_T \geq 20$
régions de contrôle non isolées	496	19	11
régions de contrôle échouant l'identification	1100	25	25
inefficacité de l'identification du signal	176	39	31
composition du signal	35	18	21
corrélation entre isolation et identification	496	56	16
échelle d'énergie	348	38	33
Total	1362	86	59

Tableau 6.2 – *Incertitudes systématiques sur l'estimation du nombre d'événements de signal pour différents intervalles de l'énergie transverse du photon. Source : [2].*

E_T interval [GeV]	$10 \leq E_T < 15$	$15 \leq E_T < 20$	$E_T \geq 20$
régions de contrôle non isolées	0.03	0.02	0.01
régions de contrôle échouant l'identification	0.21	0.02	0.03
inefficacité de l'identification du signal	0.03	0.03	0.04
composition du signal	0.01	0.02	0.02
corrélation entre isolation et identification	0.10	0.05	0.02
échelle d'énergie	0.05	0.05	0.01
Total	0.24	0.08	0.06

Tableau 6.3 – *Incertitudes systématiques sur la pureté de signal dans différents intervalles de l'énergie transverse du photon. Source : [2].*

6.4 Résultats de la production de photons directs

La pureté estimée est résumée sur la figure 6.5 et dans le tableau 6.4.

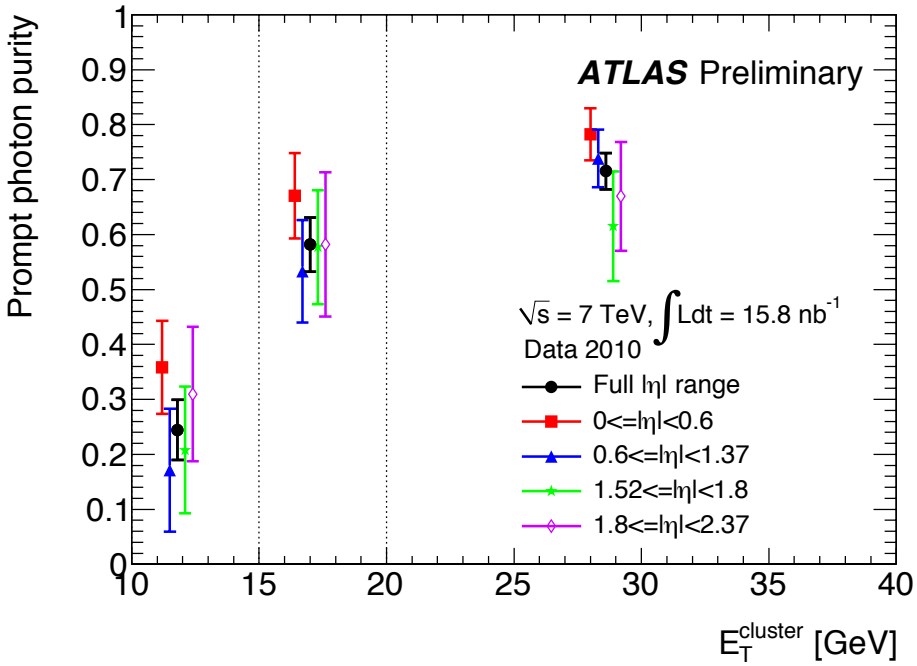


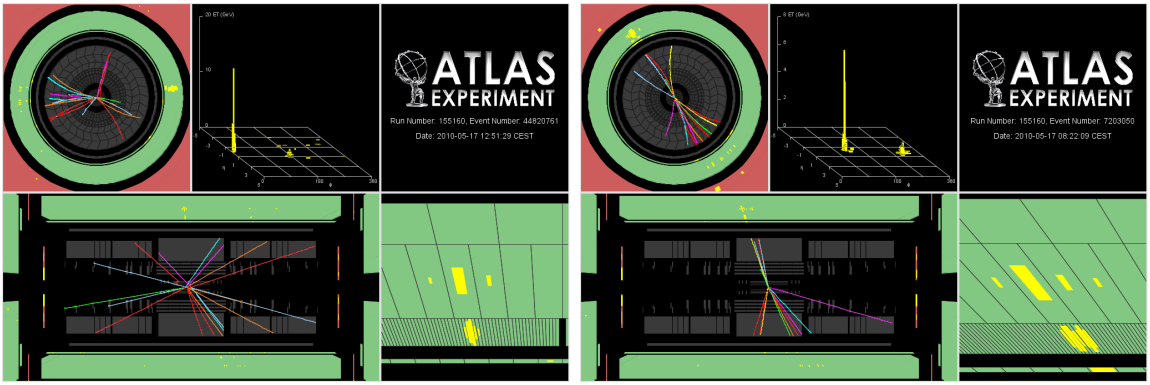
FIGURE 6.5 – *Estimation de la pureté de photons directs dans les données, en fonction de l'énergie transverse des photons, pour différentes gammes de pseudo-rapidités. Les points des mesures pour l'axe E_T ont été positionnés à la valeur moyenne de l'énergie transverse pour chaque gamme de pseudo-rapidité et d'énergie transverse ($10 \leq E_T < 15$ GeV, $15 \leq E_T < 20$ GeV et $E_T > 20$ GeV). Pour une même énergie, les points ont été légèrement déplacés selon l'axe x par souci de lisibilité. Source : [2].*

intervalle E_T en [GeV]	$10 \leq E_T < 15$	$15 \leq E_T < 20$	$E_T \geq 20$
nombre de candidats	5271	1213	864
estimation de la pureté P [%]	24 ± 5	58 ± 5	72 ± 3
incertitude systématique sur P [%]	24	8	6
estimation du nombre d'événements signal N_{sig}^{A}	1289 ± 297	706 ± 69	618 ± 72
incertitude systématique sur N_{sig}^{A}	1362	86	59

Tableau 6.4 – *Nombre de candidats photons dans les données, pureté estimée et nombre de photons directs dans la région de signal (énergie d'isolation inférieure à 3 GeV et passant l'identification tight. Source : [2].*

Une contribution significative de photons directs a été extraite avec $15,8\ nb^{-1}$ de données accumulées à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7\ TeV$. Comme attendu, la pureté augmente avec l'impulsion transverse, aboutissant à [4] 618 ± 72 photons directs, correspondant à une pureté $P = N_{\gamma}^{direct}/N_{\gamma}$ de photons de $P = (72 \pm 7)\%$ pour une impulsion $E_T > 20\ GeV$.

Deux exemples de candidats photons sont présentés sur la figure 6.6 : un candidat photon direct (a) et un candidat π^0 (b). On remarque la différence latérale de la forme de gerbe, notamment au niveau du premier compartiment.

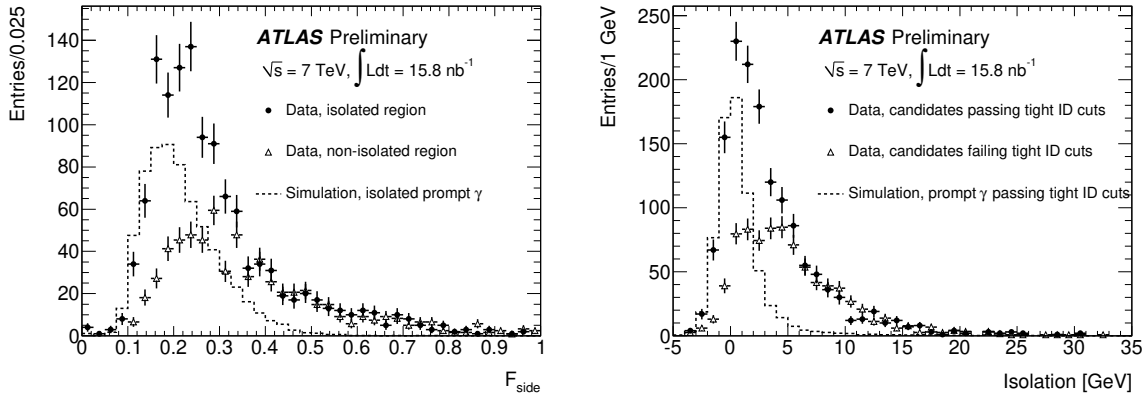


(a) (b)

FIGURE 6.6 – *Visualisation d'un candidat de photon direct (a) et d'un candidat de π^0 (b). Source : Mark Stockton, Juin* 2010.

4. tenant compte des erreurs statistique et systématique.

Des projections de l'espace des phases sur l'axe en F_{side} et l'axe en isolation calorimétrique sont présentées sur la figure 6.7. Les histogrammes de simulation du signal ont été renormalisés au nombre d'événements signal estimé dans les données dans la région signal, divisé respectivement par (a) l'efficacité d'identication ou de (b) l'isolation.



(a) (b)

FIGURE 6.7 – *(a) : distribution de $F_{\rm side}$ pour les candidats photons de $E_T > 20$ GeV réussissant le critère d'identification tight (après avoir relaché les critères sur $F_{\rm side}$, w_{s3}, ΔE et $E_{\rm ratio}$), pour la région isolée (cercles pleins) ou non isolée (triangles vides). Cette dernière composante est pondérée par le facteur M^A/M^B défini dans le chapitre. (b) : distribution de l'énergie d'isolation pour les candidats photons de $E_T > 20$ GeV réussissant le critère d'identification tight (cercles pleins) ou celui tight relaché (triangles vides). Cette dernière composante est pondérée par le rapport N^B/M^B défini dans le chapitre. Source : [2].*

La figure 6.7 (a) présente les distributions de $F_{\rm side}$ pour la région isolée A (cercles pleins), contenant la région de contrôle isolée du bruit de fond (M^A) et la région de signal (N^A). Le bruit de fond dans la région isolée A est calculé en renormalisant la forme du bruit de fond dans la région de contrôle non isolée (région B) au nombre d'événements échouant les coupures d'identification du premier compartiment dans l'échantillon isolé (c'est-à-dire en pondérant par M^A/M^B). Un excès est observé pour les faibles valeurs de $F_{\rm side}$, en accord avec la forme attendue par la simulation pour le signal de photons directs (histogramme en pointillés). Suivant le même principe, la figure 6.7 (b) présente les distributions de l'énergie d'isolation réussissant (cercles pleins) et échouant (triangles vides) l'identification tight. A nouveau, un excès de candidats isolés réussissant les coupures du premier compartiment est observé, en accord avec la simulation du signal.

Pour s'assurer de la robustesse de la méthode, la pureté a été mesurée pour les catégories de photons convertis et non convertis. La somme des deux catégories est en bon accord avec la pureté globale mesurée. La pureté est mesurée dans différentes gammes de pseudo-rapidité, pour lesquelles le bruit de fond et les corrélations sont prédites comme différentes. La somme des contributions pour les différentes pseudo-rapidités est en accord avec la pureté globale.

6.5 Extraction de la composition des événements diphotons

6.5.1 Introduction

Bien que le résultat de la recherche du Higgs se désintégrant en paire de photons ne dépende pas directement de la compréhension quantitative de la composition des événements diphotons reconstruits en raison de l'ajustement du bruit de fond directement sur les données, cette composition permet de mieux comprendre la sélection utilisée, donc de pouvoir l'améliorer. Par exemple, l'étude de la variation de la pseudo-significance de pureté de diphotons ($N_{\gamma\gamma}/\sqrt{N_{\gamma\gamma} + N_{\gamma j} + N_{jj}}$) [3] (ou sa variante utilisant la formule d'Asimov) a permis de modifier le seuil de coupure sur l'isolation de 3 à 5 GeV lors de l'augmentation de l'empilement qui a suivi la finalisation de la note de conférence PLHC 2011, soit un gain de 10 % sur cet estimateur, afin d'améliorer la recherche du canal $H \to \gamma\gamma$. Le bruit de fond irréductible est majoritaire après application de l'identification des photons. Sa comparaison avec les prédictions théoriques permet une meilleure compréhension de la physique sous-jacente. Les processus fondamentaux de production de paires de photons, considérés comme le signal de cette étude, sont le processus de Born ($q\bar{q} \to \gamma\gamma$), le processus de la boîte (dite aussi box, $gg \to \gamma\gamma$, en raison de la boucle virtuelle de quarks en forme de boîte au niveau du diagramme de Feynman) et les processus avec rayonnement de freinage (bremsstrahlung) et fragmentation, pour lesquels un parton final respectivement rayonne ($qg \to q\gamma \to q\gamma\gamma$) ou se fragmente en un photon ($q\bar{q} \to g\gamma \to g\gamma\gamma$). Le bruit de fond réductible est constitué d'événements pour lesquels les candidats photons sont soit issus de jets soit proviennent de la désintégration de mésons légers comme le π^0 ou le η contenus dans un jet, soit d'électrons mal identifiés en photons. Les processus correspondants sont γj, jj et Drell-Yan. Les contributions de dibosons, dont les contributions dominantes sont $W + \gamma$ et $Z + \gamma$ sont évaluées comme négligeables. Différentes méthodes permettent d'évaluer la composition du bruit de fond.

6.5.2 Méthode d'ajustement par un modèle en deux dimensions

La méthode d'ajustement par un modèle (template method 2D) consiste à réaliser un ajustement de maximum de vraisemblance de la distribution à deux dimensions de l'isolation pour les photons de qualité tight. Les densités de probabilité pour les photons directs et photons issus de jets sont obtenus à partir des données et combinées pour modéliser les composantes $\gamma\gamma$, γj, $j\gamma$, jj. Dans le cas du processus jj pour lequel les corrélations sont non négligeables, une densité de probabilité à deux dimensions est directement utilisée tandis que pour les autres processus, le produit des densités de probabilités est pris en compte. Les modèles pour les photons directs et issus de jets sont extraits à partir des données avec des sélections différentes. Pour les photons issus de jets, les événements passant l'identification tight relâchée (loose') mais échouant tight sont pris en compte. Pour les photons vrais, une soustraction est réalisée sur la distribution d'isolation des événements passant la qualité tight, à partir de la composante d'isolation des événements

échouant la qualité tight et normalisée pour rendre égales les intégrales des deux lots au-dessus d'un seuil important : 7 GeV, pour lequel les photons issus de jets dominent l'échantillon loose'.

Différentes incertitudes systématiques sont considérées.
— La définition de la région de contrôle a une influence sur la modélisation de la distribution d'isolation pour les photons issus de jets, mais plus faible pour les vrais photons.
— Des corrélations peuvent exister entre variables d'isolation et d'identification. De plus, des vrais photons échouant l'identification peuvent contaminer le modèle de photons issus de jets.

Un changement de l'identification loose' en relâchant de 2 à 5 variables ou en prenant un sous-jeu de variables, permet d'estimer cette incertitude, en considérant l'excursion maximale.

6.5.3 Méthode de la matrice 4×4

La méthode de la matrice 4×4, développée par les collaborations D0 [4] et CDF [5], utilise un système d'équations linéaires reposant sur des efficacités de coupures d'observables mettant en relation, pour des candidats photons de qualité suffisante, typiquement tight, les nombres d'événements passant (P pour Pass) ou échouant (F pour Fail) des coupures [5] : N_{PP}, N_{PF}, N_{FP}, N_{FF}, avec le nombre d'événements $W_{\alpha\beta}$ passant les coupures de sélection tight, des processus $\gamma\gamma$, γj, $j\gamma$, jj, classés par p_T décroissants des candidats photons. L'inversion de la matrice permet d'extraire les nombres d'événements des processus du bruit de fond.

$$\begin{pmatrix} N_{PP} \\ N_{PF} \\ N_{FP} \\ N_{FF} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1\epsilon_2 & \epsilon_1 f_2 & f_1\epsilon_2 & f_1 f_2 \\ \epsilon_1(1-\epsilon_2) & \epsilon_1(1-f_2) & f_1(1-\epsilon_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-\epsilon_1)\epsilon_2 & (1-\epsilon_1)f_2 & (1-f_1)\epsilon_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-\epsilon_1)(1-\epsilon_2) & (1-\epsilon_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-\epsilon_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{\gamma\gamma} \\ W_{\gamma j} \\ W_{j\gamma} \\ W_{jj} \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

La matrice intermédiaire fait apparaître les efficacités de réussir la coupure pour les différents processus : efficacité ϵ_i pour un photon i, taux de mauvaise identification f_i pour un photon i issu de jet, c'est-à-dire efficacité pour un tel photon d'être identifié comme un vrai photon, les indices 1 et 2 indiquant respectivement le candidat de p_T dominant et sous-dominant. Les isolations des deux candidats photons sont corrélées tout particulièrement pour la production de dijets puisque la grande valeur d'isolation est présente pour les deux candidats photons pouvant être reconstruits de ce processus. Ainsi, pour les éléments de la matrice connectés au processus dijets, des probabilités conditionnelles sont prises en compte pour le candidat spectateur. Par exemple, les remplacements suivants sont réalisés :
$f_1 f_2 \to \frac{1}{2}\left[f_1 f_2^{(pass\ 1)} + f_1^{(pass\ 2)} f_2\right]$, $f_1(1-f_2) \to \frac{1}{2}\left[f_1(1-f_2^{(pass\ 1)}) + f_1^{(fail\ 2)}(1-f_2)\right]$

5. requérant typiquement une isolation calorimétrique inférieure à un seuil dans les études réalisées.

Les nombres d'événements diphotons après les coupures tight-tight (TT) et tight isolé-tight isolé ($TITI$) se déduisent par la considération des poids de chaque événement k :

$$n_{\gamma\gamma}^{TT} = \sum_{k\in\{TT\}} W_{\gamma\gamma}^{(k)} \pm \sqrt{\sum_{k\in\{TT\}} \left(W_{\gamma\gamma}^{(k)}\right)^2}\ (stat)$$

$$n_{\gamma\gamma}^{TITI} = \sum_{k\in\{TT\}} \epsilon_1\epsilon_2 W_{\gamma\gamma}^{(k)} \pm \sqrt{\sum_{k\in\{TT\}} \left(\epsilon_1\epsilon_2 W_{\gamma\gamma}^{(k)}\right)^2}\ (stat)$$

Les efficacités $\epsilon = \int_{-\infty}^{cut} pdf_{sig}(E)dE$ et $f = \int_{-\infty}^{cut} pdf_{bkg}(E)dE$ peuvent être obtenus à partir de données réelles.

Un échantillon tight contient des photons directs et ceux issus de jets. La distribution d'isolation des photons issus de jets passant l'identification tight peut être représentée par celle d'un échantillon de photons non tight. La queue de l'échantillon tight est dominée par des photons issus de jets. Ainsi, la composante de photons issus de jets dans la distribution tight est soustraite en normalisant l'échantillon non tight dans la queue de distribution de l'échantillon tight. Le principe de la méthode a été vérifié avec des échantillons de simulation (Fig. 6.8). La coupure non tight consiste en un relâchement des bits correspondant aux variables de forme de gerbe. Les différentes définitions sont :

$$\underbrace{F_{side}, w_{s3}}_{non-tight\ 2}, \underbrace{\Delta E, E_{ratio}, w_{24}}_{non-tight\ 4} \qquad non-tight\ 5 \tag{6.5}$$

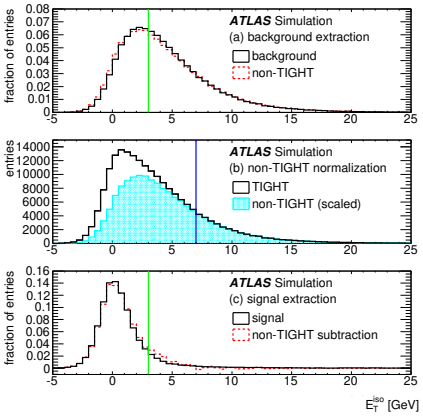


FIGURE 6.8 – *Extraction de la distribution de l'isolation pour le signal et le bruit de fond. Source : [6].*

Différentes incertitudes sont prises en compte.

— Les incertitudes proviennent de la définition de la région de contrôle. Une variation des variables utilisées pour les coupures de forme de gerbe permettent d'évaluer cette incertitude systématique.

— La statistique utilisée pour modéliser les distributions en isolation. Les efficacités ϵ et f sont variées par leur erreur statistique pour déduire la variation sur le nombre de signal.

— La région utilisée pour normaliser la région non tight à la région tight.

6.5.4 Méthode $1 \times 2D$

La méthode consiste à sélectionner des événements avec deux candidats photons dont le dominant en p_T est tight et isolé, tandis que le sous-dominant est loose. Les événements de bruit de fond réductible ainsi sélectionnés, principalement de type γj et jj, sont ensuite pondérés par le taux f de mauvaise identification de jets. Cette quantité est obtenue en utilisant une méthode $ABCD$, c'est-à-dire $1 \times 2D$ avec l'identification et l'isolation, à partir d'une sélection d'événements $W(\to e\nu) + jets$, dont l'importante pureté en jets a été vérifiée par simulation. Le nombre d'événements $\gamma\gamma$ est ainsi :
$N_{\gamma\gamma} = N_{data} - N_{TI;L} \times f$.
Différentes incertitudes systématiques sont considérées.

- La sélection $W(\to e\nu) + jets$ peut être contaminée en photons.
- La coupure de 40 GeV sur le candidat de p_T dominant pour l'estimation du pouvoir de réjection d'un jet en photon, contribue à le réduire.
- Le taux de fausse identification de jets en photon peut varier suivant la nature du jet. En particulier les pouvoirs de réjection sont différents pour les jets issus de quarks et de gluons, ce qui peut introduire des biais lors de leur application sur les processus γj pour lesquels les jets sont davantage issus de quarks.
- Des contaminations en événements $j\gamma$ peuvent exister.
- Des contaminations en événements $\gamma\gamma$ dans la région de contrôle peuvent exister.

6.5.5 Méthode d'extrapolation 2D séquentielle

La méthode d'extrapolation à deux dimensions ($2 \times 2D$) séquentielle en deux étapes (Fig. 6.9) consiste à appliquer séquentiellement la méthode d'extrapolation à deux dimensions, déjà utilisée dans le cadre de l'extraction du signal de photons direct, pour chacun des deux candidats photons. Elle extrapole, vers la région de signal, le bruit de fond estimé dans des régions de contrôle à partir d'un plan d'espace des phases construit autour de deux variables peu corrélées : qualité d'identification et isolation des photons.

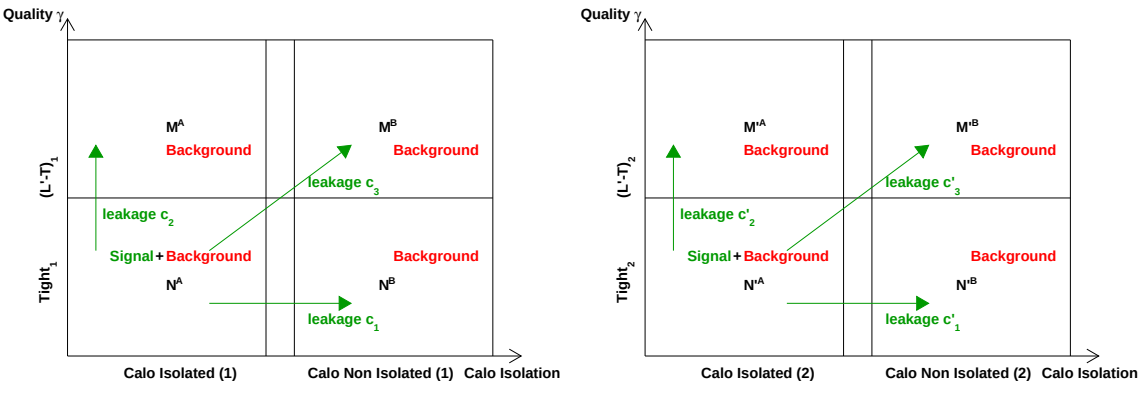


FIGURE 6.9 – *Méthode d'extrapolation en deux dimensions, séquentielle en deux étapes : première étape (a) pour le photon dominant, deuxième étape (b), pour le photon sous-dominant, le premier étant tight et isolé.*

Les incertitudes systématiques considérées sont l'asymétrie γj et $j\gamma$ par le paramètre $\alpha = N_{j\gamma}/(N_{\gamma j} + N_{j\gamma})$ fixé à la valeur nominale Monte-Carlo et varié de 100 %, les pseudo-corrélations θ, θ' (pour les photons dominant et sous-dominant) entre qualité d'identification et d'isolation, fixées à 1 puis variées par les valeurs observées dans le Monte-Carlo, ainsi que les fuites d'énergie dans les régions de contrôle obtenues à partir de Monte-Carlo. Comme dans le cas de l'analyse d'extraction de photon directs, les candidats photons doivent passer une coupure de présélection de qualité tight relachée (L' pour loose'), en inversant quatre des cinq variables du premier compartiment du calorimètre électromagnétique : F_{side}, $w_{3strips}$, ΔE, E_{ratio}.

La région de signal est de qualité tight, afin de tenir compte des différences sur les variables de forme de gerbe entre données et Monte-Carlo, et isolé avec un critère d'énergie d'isolation corrigée par les fuites, dans un cône de rayon $\Delta R = 0.4$ inférieure à 3 GeV. En utilisant pour chaque étape les mêmes notations que pour l'extraction de photons directs, en tenant compte des fuites de signal dans les régions de contrôle par les fractions c_i, c'_i et des corrélations de bruit de fond par les pseudo-corrélations $\theta = \frac{N^A_{bkg}}{N^B_{bkg}} \frac{M^B_{bkg}}{M^A_{bkg}}$ et $\theta' = \frac{N'^A_{bkg}}{N'^B_{bkg}} \frac{M'^B_{bkg}}{M'^A_{bkg}}$, le nombre d'événements pour lequel le candidat photon dominant (respectivement sous-dominant) est identifié dans la région tight isolée (TI) comme un réel photon est :

$$N^A_{sig} = N^A - \left[(N^B - c_1 N^A_{sig}) \frac{M^A - c_2 N^A_{sig}}{M^B - c_3 N^A_{sig}} \right] \theta \tag{6.6}$$

$$N'^A_{sig} = N'^A - \left[(N'^B - c'_1 N'^A_{sig}) \frac{M'^A - c'_2 N'^A_{sig}}{M'^B - c'_3 N'^A_{sig}} \right] \theta' \tag{6.7}$$

Les deux solutions pour chacune des équations sont :

$$N^A_{sig} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \qquad N'^A_{sig} = \frac{-b' \pm \sqrt{b'^2 - 4a'c'}}{2a'} \tag{6.8}$$

avec $a = c_3 - c_1 c_2 \theta$, $b = -M^B - c_3 N^A + (c_1 M^A + c_2 N^B)\theta$, $c = M^B N^A - M^A N^B \theta$
$a' = c'_3 - c'_1 c'_2 \theta'$, $b' = -M'^B - c'_3 N'^A + (c'_1 M'^A + c'_2 N'^B)\theta'$, $c' = M'^B N'^A - M'^A N'^B \theta'$

Seule la solution avec le signe négatif devant la racine est physique.

Les composantes signal et bruit de fond dans les différentes régions tight et isolées sont reliées, en ordonnant les candidats photons par énergie transverse décroissante, aux différentes catégories de candidats diphotons :

$$N^A_{sig} = W^{TI}_{\gamma\gamma} + W^{TI}_{\gamma j} \tag{6.9}$$

$$N^A_{bkg} = W^{TI}_{j\gamma} + W^{TI}_{jj} \tag{6.10}$$

$$N'^A_{sig} = W^{TITI}_{\gamma\gamma} + W^{TITI}_{j\gamma} \tag{6.11}$$

$$N'^A_{bkg} = W^{TITI}_{\gamma j} + W^{TITI}_{jj} \tag{6.12}$$

Le nombre de photons dans la région tight et isolée est relié à celui de l'acceptance de préselection loose' par les efficacités [6] $\epsilon = \frac{1}{1+c_1+c_2+c_3}$ et $\epsilon' = \frac{1}{1+c'_1+c'_2+c'_3}$ pour un photon d'être tight et isolé, ainsi que le taux de photons f issus de jets (fake rate) correspondant à la probabilité pour un photon issu de jet d'être reconstruit comme tight et isolé : $W_{\gamma\gamma}^{TI} = \epsilon W_{\gamma\gamma}^{L'L'}$, $W_{\gamma j}^{TI} = \epsilon W_{\gamma j}^{L'L'}$, $W_{j\gamma}^{TI} = f W_{j\gamma}^{L'L'}$, $W_{jj}^{TI} = f W_{jj}^{L'L'}$

A partir des relations :

$$N_{sig}^{A} = \epsilon W_{\gamma\gamma}^{L'L'} + \epsilon W_{\gamma j}^{L'L'} \tag{6.13}$$

$$N_{bkg}^{A} = N^{A} - N_{sig}^{A} = f W_{j\gamma}^{L'L'} + f W_{jj}^{L'L'} \tag{6.14}$$

le taux de fake rate est déterminé [7] :

$$f = \frac{N^{A} - N_{sig}^{A}}{N^{A} + N^{B} + M^{A} + M^{B} - N_{sig}^{A}/\epsilon} \tag{6.15}$$

On a :

$$W_{\gamma\gamma}^{TI,TI} = \epsilon\epsilon' W_{\gamma\gamma}^{L'L'} = \epsilon' W_{\gamma\gamma}^{TI} \tag{6.16}$$

$$W_{\gamma j}^{TI,TI} = \epsilon f' W_{\gamma j}^{L'L'} = f' W_{\gamma j}^{TI} \tag{6.17}$$

$$W_{j\gamma}^{TI,TI} = f\epsilon' W_{j\gamma}^{L'L'} = \epsilon' W_{j\gamma}^{TI} \tag{6.18}$$

$$W_{jj}^{TI,TI} = f f' W_{jj}^{L'L'} = f' W_{jj}^{TI} \tag{6.19}$$

D'où :

$$N_{sig}^{A} = \frac{1}{\epsilon'} W_{\gamma\gamma}^{TI,TI} + \frac{1}{f'} W_{\gamma j}^{TI,TI} \tag{6.20}$$

$$N_{bkg}^{A} = N^{A} - N_{sig}^{A} = \frac{1}{\epsilon'} W_{j\gamma}^{TI,TI} + \frac{1}{f'} W_{jj}^{TI,TI} \tag{6.21}$$

$$N_{sig}^{\prime A} = W_{\gamma\gamma}^{TI,TI} + W_{j\gamma}^{TI,TI} \tag{6.22}$$

$$N_{bkg}^{\prime A} = N^{\prime A} - N_{sig}^{\prime A} = W_{\gamma j}^{TI,TI} + W_{jj}^{TI,TI} \tag{6.23}$$

Le taux de photons issus de jets de la deuxième étape peut être extrait : $f' = \frac{N'^{A} - N_{sig}'^{A}}{N^{A} - \frac{1}{\epsilon'} N_{sig}'^{A}}$.

Une contrainte supplémentaire peut être ajoutée : l'asymétrie dans le lot γj : $\alpha = \frac{W_{j\gamma}^{TITI}}{W_{j\gamma}^{TITI} + W_{\gamma j}^{TITI}}$.

Les solutions s'écrivent alors :

$$W_{\gamma\gamma}^{TITI} = \frac{\epsilon' \left(\alpha f' N_{sig}^{A} + (\alpha - 1) N_{sig}'^{A}\right)}{(\alpha - 1)\epsilon' + \alpha f'} \tag{6.24}$$

$$W_{\gamma j}^{TITI} = \frac{(\alpha - 1) f' \left(\epsilon' N_{sig}^{A} - N_{sig}'^{A}\right)}{(\alpha - 1)\epsilon' + \alpha f'} \tag{6.25}$$

$$W_{j\gamma}^{TITI} = \frac{\alpha f' \left(-\epsilon' N_{sig}^{A} + N_{sig}'^{A}\right)}{(\alpha - 1)\epsilon' + \alpha f'} \tag{6.26}$$

$$W_{jj}^{TITI} = f' \frac{\left(\alpha\epsilon' f' N^{A} + (\alpha - 1)\epsilon'^{2} [N^{A} - N_{sig}^{A}]\right) - \alpha f' N_{sig}'^{A}}{\epsilon' \left((\alpha - 1)\epsilon' + \alpha f'\right)} \tag{6.27}$$

6. $\epsilon = \frac{N_{sig}^{A}}{N_{sig}^{A} + N_{sig}^{B} + M_{sig}^{A} + M_{sig}^{B}}$

7. $f = \frac{N^{A} - N_{sig}^{A}}{N^{A} + N^{B} + M^{A} + M^{B} - W_{\gamma\gamma}^{L'L'} - W_{\gamma j}^{L'L'}}$ et on tient compte de $W_{tot}^{L'L'} = W_{\gamma\gamma}^{L'L'} + W_{\gamma j}^{L'L'} + W_{j\gamma}^{L'L'} + W_{jj}^{L'L'}$

6.5.6 Méthode $2 \times 2D$ simultanée

Dans la méthode $2 \times 2D$ séquentielle, historique, la séparation dans l'espace des phases de qualité d'identification et d'isolation est réalisée d'abord pour le photon dominant, puis pour le photon sous-dominant, dans la région tight isolée du photon dominant. Huit régions sont ainsi définies, dont sept indépendantes, puisque la somme des contributions du photon sous-dominant est contrainte par le nombre d'événements dans la région signal du premier photon (Fig. 6.10). L'information supplémentaire nécessaire pour résoudre le système est un paramètre Monte-Carlo : l'asymétrie $\alpha = \frac{N_{j\gamma}}{N_{j\gamma}+N_{\gamma j}}$.

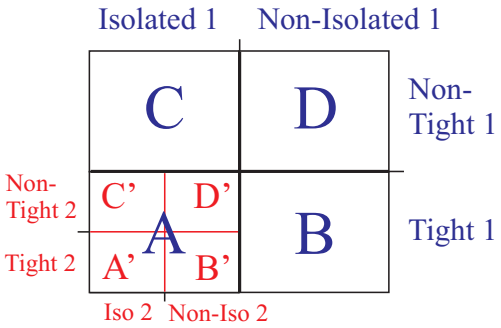


FIGURE 6.10 – *Illustration de la méthode $2 \times 2D$ séquentielle. Les événements sont classés suivant la nature du premier photon (bleu), puis du second (rouge). Source : [7].*

Pour la méthode $2 \times 2D$ simultanée, les deux photons sont classés en même temps. Il existe 4 possibilités pour le classement du premier photon, et $4 \times 4 = 16$ pour l'ensemble des deux photons. La région signal est notée AA. Il est possible de visualiser l'espace en fonction de l'isolation et la qualité (Fig. 6.11a), mais aussi, pour mieux visualiser la simplification réalisée ensuite, dans l'espace de l'isolation (Fig. 6.11b).

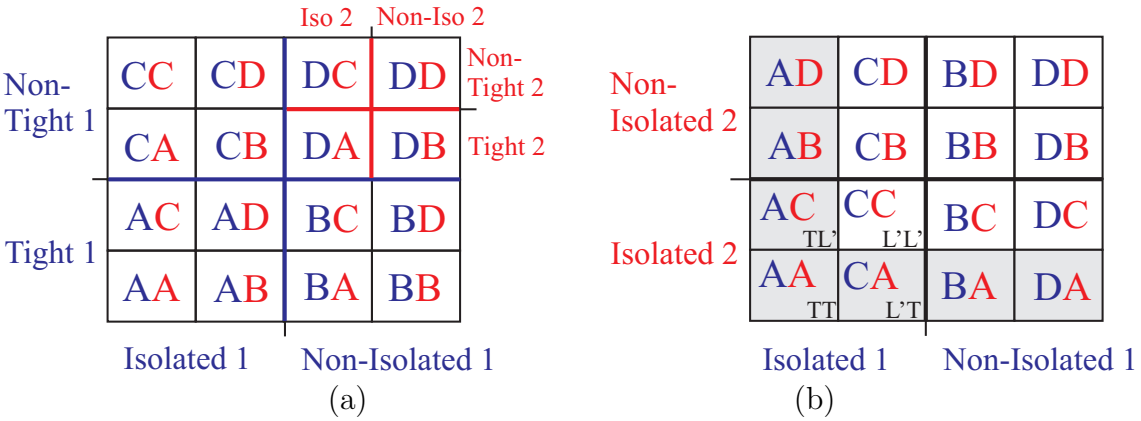


FIGURE 6.11 – *Espace des phases pour la méthode $2 \times 2D$ simultanée, dans l'espace des phases (a) de l'isolation et qualité du premier photon, ou (b) de l'isolation des photons. Source : [7].*

Afin de simplifier le calcul, les taux de photons issus de jets sont considérés comme similaires pour les événements jj, γj, $j\gamma$, et les corrélations $j - j$ et $\gamma - \gamma$ négligées, ce qui réduit l'information des 16 régions en 7 régions (Fig. 6.12).

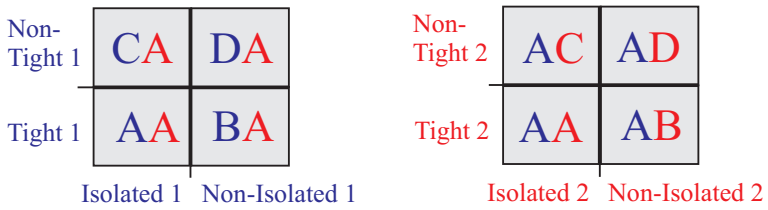


FIGURE 6.12 – *Espace des phases réduit pour la méthode* $2 \times 2D$ *simultanée. Source : [7].*

L'incertitude sur la sélection *loose′* est obtenue en modifiant les variables de forme de gerbe utilisées, en relâchant 2, 3 ou 5 coupures. La déviation maximale pour chaque composante de bruit de fond est une estimation de l'incertitude systématique. Différentes incertitudes systématiques sont prises en compte sur l'efficacité d'identification et de l'isolation.

— Des variantes de la configuration nominale sont réalisées. Les effets d'ajout de matière dans la description de la géométrie du détecteur induisent une variation du dépôt d'énergie, donc de l'identification des candidats. La variation quantitative de l'effet de bremsstrahlung dans une gamme de 0 à 2 avec un générateur tel que Pythia permet d'évaluer l'impact de la méconnaissance de cet effet. L'effet des processus $2 \to 4$ est étudié en les faisant varier par un facteur de 0 à 2 avec le générateur Sherpa. La dépendance avec le générateur est étudiée en comparant les résultats avec Sherpa et Pythia.
— L'impact de la catégorisation en η et p_T est prise en compte.
— Le domaine de l'espace de phases en isolation est modifié de $[-5; 8]$ à $[-5; 20]$ GeV.

6.5.7 Bruit de fond Drell-Yan

Dans le contexte de la recherche du Higgs en paire de photons, le bruit de fond Drell-Yan est constitué d'événements $Z \to ee$ mal identifiés en $\gamma\gamma$.

Comme le taux de fausse identification $\rho = \frac{1}{2}\frac{N_{e\gamma}+N_{\gamma e}}{N_{ee}}$ pour un électron d'être mal identifié en un photon dépend des caractéristiques de l'électron initial, notamment son impulsion, le choix des coupures asymétriques sur les coupures en impulsion des particules pour l'analyse $H \to \gamma\gamma$ conduit de façon naturelle à distinguer les taux de fausse identification pour l'électron de p_T dominant et sous-dominant, notés respectivement $\rho_1 = \frac{N_{\gamma e}}{N_{ee}}$ et $\rho_2 = \frac{N_{e\gamma}}{N_{ee}}$. Plusieurs chemins (Fig. 6.13) sont possibles pour évaluer le nombre d'événements avec deux électrons mal identifiés en photons. Une possiblité est de multiplier le nombre d'événements $e\gamma$ par les taux de fausse identification suivant la nature dominante ou sous-dominante de l'impulsion de l'électron et prendre la moyenne des deux chemins possibles : $N^{DY}_{\gamma\gamma} = \frac{1}{2}(N_{\gamma e}\rho_2 + N_{e\gamma}\rho_1)$. Une autre possibilité est de multiplier le nombre d'événements ee par le taux de fausse identification ρ_{12} pour les deux électrons. Comme le taux de fausse identification d'un électron dépend de la nature du partenaire dans le système diélectrons, la distinction est faite entre taux de faux ρ_1 et $\tilde{\rho}_1$ ainsi qu'entre ρ_2 et $\tilde{\rho}_2$ sous la forme d'un facteur de corrélation α tel que $\rho_{12} = \rho_1\rho_2\alpha$. Ce facteur de corrélation est obtenu par simulation. En particulier, il ne pourrait être possible d'utiliser les données réelles pour calculer directement le terme α en raison de la présence de bruit de fond $\gamma\gamma$ dans la région du pic du Z. L'étude par simulation montre que l'approche utilisant le chemin avec les événements ee plutôt que celui avec $e\gamma$ produit moins de bruit de fond, c'est-à-dire 2 parties pour 1000 au lieu de 30 %. Le nombre d'événements Drell-Yan est alors : $N^{DY}_{\gamma\gamma} = N_{ee}\rho_1\rho_2\alpha$, dans la fenêtre en masse de l'analyse $H \to \gamma\gamma$.

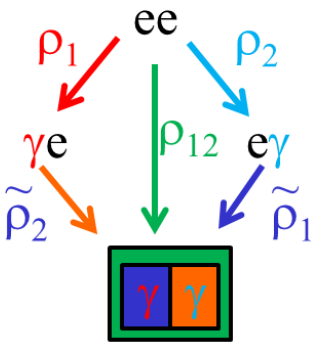


FIGURE 6.13 – *Schéma des chemins possibles pour la détermination des événements $\gamma\gamma$ issus d'une mauvaise identification des événements $Z \to ee$.*

La procédure consiste à calculer, à partir du nombre d'événements ajustés par un modèle dans une fenêtre de masse ± 10 GeV contenant le pic du Z, variant légèrement suivant les particles finales ee, $e\gamma$, γe, $\gamma\gamma$ en raison d'effets de calibration, les taux de fausse identification pour la simulation, afin d'obtenir la valeur du coefficient de corrélation α, puis de calculer les taux de fausse identification pour les données réelles. Le modèle utilisé

est la somme d'une Crystal-Ball et de deux gaussiennes pour la composante ee et $\gamma\gamma$ ainsi que $e\gamma$ dans cas précis de la simulation. Pour $e\gamma$ avec données réelles, le modèle est une combinaison de composantes Crystal-Ball + Gaussienne et exponentielle, afin de tenir compte des bruits de fond non résonants.

Pour le calcul du coefficient de corrélation α, un échantillon de simulation $Z \to ee$ est utilisé. Afin d'éviter un effet de déformation de la forme de la distribution en masse invariante dans la région du Z, les coupures cinématiques sont celles de la coupure en p_T la plus faible parmi les coupures asymétriques. Par exemple, pour ICHEP 2012 où la coupure asymétrique de l'analyse est de $(40;\ 30\ GeV)$, la coupure pour déterminer le coefficient α est de $30\ GeV$. L'effet de changement par les coupures est pris en compte par une incertitude systématique. La description des queues de la distribution, non utilisée pour le calcul des taux de fausse identification puisque basé sur le cœur de la distribution proche du pic du Z, est moins bonne en cas de coupure asymétrique. Une validation de la méthode est effectuée en comparant le nombre d'événements $\gamma\gamma$ obtenus directement dans la simulation Monte-Carlo de $Z \to ee$ et celui obtenu en multipliant les nombres d'événements N_{ee} et $N_{e\gamma}$, $N_{\gamma e}$ par leur facteurs de fausse identification respective. Dans le cas des simulations à $8\ TeV$, utilisant le générateur Sherpa, un biais de 15 % est trouvé, variant suivant les générateurs. Pour le générateur Pythia, disponible pour $7\ TeV$, aucun biais n'est trouvé. Le fait que les mesures à $7\ TeV$ et $8\ TeV$ sont en parfait accord pour Pythia, au point de vue de l'extrapolation en énergie, indique que le Monte-Carlo Sherpa utilisé ne modéliserait pas de la même façon les queues de distribution et le cœur du Z pour l'état final $\gamma\gamma$.

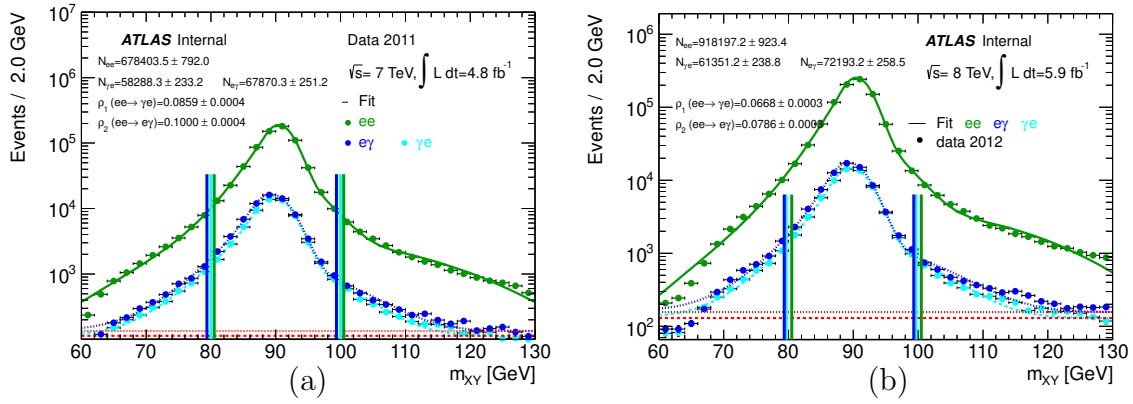


FIGURE 6.14 – *Mesure du taux de fausse identification avec les données réelles de (a)* 2011 *et (b)* 2012 *pour l'analyse ICHEP 2012. Source : [8, 9].*

Différentes incertitudes systématiques sont prises en compte, sous la forme d'erreurs multiplicatives sur les nombres d'événements nominaux. Les valeurs quantitatives ci-dessous sont pour la contributions des données à $8\ TeV$ de l'analyse [10] de ICHEP 2012 :

— coupures en p_T : les coupures nominales en p_T utilisées pour l'estimation du taux de fausse identification ont été choisis pour ne pas créer de déformation de la masse

invariante du Z. L'effet de changer les coupures pour choisir les valeurs nominales, asymétriques, introduisent une incertitude systématique de 2 % sur le facteur de corrélation, tandis que l'effet sur les taux de fausse identification de la simulation est de 1 % pour l'analyse ICHEP 2012.

— région pour l'ajustement de la masse invariante en vue d'obtenir le taux de fausse identification : le taux de fausse identificatin est estimé à partir de la région du Z mais appliqué sur la région de haute masse $[100; 160]$ GeV de l'analyse $H \to \gamma\gamma$. Une incertitude systématique est obtenue en calculant le taux de fausse identification avec les coupures cinématiques $p_T > 30;\ 30$ GeV dans le domaine en masse $[100; 160]$ GeV. L'incertitude systématique est de 6 % sur le facteur de corrélation.

— composante exponentielle pour les bruits de fond non résonants : pour l'état final $e\gamma$ dans les données réelles, utilisé afin d'obtenir le taux de fausse identification, des bruits de fond non résonants peuvent contaminer la région du Z, pris en compte par une composante exponentielle au modèle. Les processus avec des vrais électrons peuvent avoir également des contributions non résonantes. L'incertitude systématique associée est obtenue en comparant les taux de fausse identification avec ou sans la composante exponentielle, ce qui donne une incertitude de 3 % sur les taux de fausse identification.

La figure 6.15 présente le spectre en masse invariante obtenue pour la contribution de données 2012 de l'analyse ICHEP 2012.

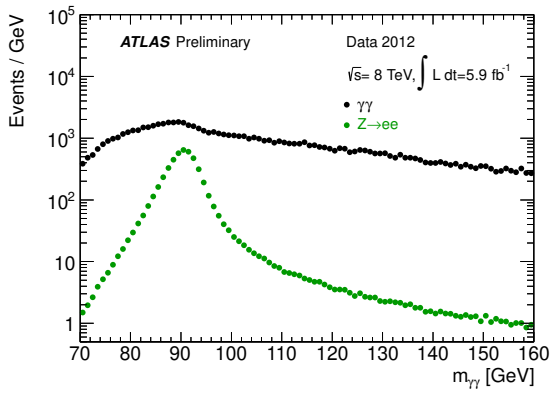


FIGURE 6.15 – *Spectre en masse invariante de diphotons pour l'analyse de ICHEP 2012 pour les données de 2012, et la contribution du bruit de fond Drell-Yan $Z \to ee$ où les deux photons sont mal identifiés en photons. Source : [10].*

Les résultats pour l'analyse ICHEP 2012 sont [10] :

	2011	2012
ρ_1	$(8,59 \pm 0,04)$ %	$(6,68 \pm 0,03)$ %
ρ_2	$(10,00 \pm 0,04)$ %	$(7,86 \pm 0,03)$ %
α	1.1430 ± 0.0100	1.1027 ± 0.0141
$N_{\gamma\gamma}^{DY}$	$325 \pm 3(stat) \pm 30(syst)$	$270 \pm 4(stat) \pm 24(syst)$

La baisse du bruit de fond Drell-Yan est expliquée par la baisse du taux de fausse identification, provenant de la contribution des photons convertis, reconstruits par des contraintes plus strictes dans la campagne des données de 2012. Le détail montrant la compatibilité des résultat est le suivant :

— changement de luminosité intégrée : facteur 5,9/4,8
— augmentation énergie : facteur $1,15$
— reconstruction plus stricte des photons convertis : impact sur les taux de fausse identification des deux photons : facteur $(1/1,30)^2$ et baisse du taux de corrélation : facteur $1/1,04$.

Dans le cas de l'évaluation du bruit de fond Drell-Yan par catégorie, il faut prendre en compte toutes les combinaisons possibles aboutissant à un état final avec une paire de photons issus de jets, en calculant les taux de mauvaise reconstruction d'électrons en photons dans les différentes catégories. Pour le cas du modèle à 10 catégories (η, $conv$, p_{T_t}, VBF), le système d'équations est le suivant :

$$
\begin{aligned}
N_{\gamma\gamma}^{CP1} &= N_{ee\ low\ p_{T_t}}^{good;\ good}\ \alpha_{low\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ uc\ good}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ good}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{good;\ uc\ good} \\
N_{\gamma\gamma}^{CP2} &= N_{ee\ high\ p_{T_t}}^{good;\ good}\ \alpha_{high\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ uc\ good}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ good}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{good;\ uc\ good} \\
N_{\gamma\gamma}^{CP3} &= N_{ee\ low\ p_{T_t}}^{rest_u;\ rest_u}\ \alpha_{low\ p_{T_t}}^{uc\ rest_u;\ uc\ rest_u}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{uc\ rest_u;\ rest_u}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{rest_u;\ uc\ rest_u} \\
&\quad + N_{ee\ low\ p_{T_t}}^{good;\ rest_u}\ \alpha_{low\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ uc\ rest_u}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ rest_u}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{good;\ uc\ rest_u} \\
&\quad + N_{ee\ low\ p_{T_t}}^{rest_u;\ good}\ \alpha_{low\ p_{T_t}}^{uc\ rest_u;\ uc\ good}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{uc\ rest_u;\ good}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{rest_u;\ uc\ good} \\
N_{\gamma\gamma}^{CP4} &= N_{ee\ high\ p_{T_t}}^{rest_u;\ rest_u}\ \alpha_{high\ p_{T_t}}^{uc\ rest_u;\ uc\ rest_u}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{uc\ rest_u;\ rest_u}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{rest_u;\ uc\ rest_u} \\
&\quad + N_{ee\ high\ p_{T_t}}^{good;\ rest_u}\ \alpha_{high\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ uc\ rest_u}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ rest_u}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{good;\ uc\ rest_u} \\
&\quad + N_{ee\ high\ p_{T_t}}^{rest_u;\ good}\ \alpha_{high\ p_{T_t}}^{uc\ rest_u;\ uc\ good}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{uc\ rest_u;\ good}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{rest_u;\ uc\ good}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
N_{\gamma\gamma}^{CP5} = N_{ee\ low\ p_{T_t}}^{good;\ good}\{ & \alpha_{low\ p_{T_t}}^{c\ good;\ c\ good}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{c\ good;\ good}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{good;\ c\ good} \\
& +\alpha_{low\ p_{T_t}}^{c\ good;\ uc\ good}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{c\ good;\ good}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{good;\ uc\ good} \\
& +\alpha_{low\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ c\ good}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ good}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{good;\ c\ good}\} \\
N_{\gamma\gamma}^{CP6} = N_{ee\ high\ p_{T_t}}^{good;\ good}\{ & \alpha_{high\ p_{T_t}}^{c\ good;\ c\ good}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{c\ good;\ good}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{good;\ c\ good} \\
& +\alpha_{high\ p_{T_t}}^{c\ good;\ uc\ good}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{c\ good;\ good}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{good;\ uc\ good} \\
& +\alpha_{high\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ c\ good}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ good}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{good;\ c\ good}\} \\
N_{\gamma\gamma}^{CP7} = N_{ee\ low\ p_{T_t}}^{rest_c;\ rest_c}\{ & \alpha_{low\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ c\ rest_c}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ rest_c}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{rest_c;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha_{low\ p_{T_t}}^{uc\ rest_c;\ c\ rest_c}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{uc\ rest_c;\ rest_c}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{rest_c;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha_{low\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ uc\ rest_c}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ rest_c}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{rest_c;\ uc\ rest_c}\} \\
& +N_{ee\ low\ p_{T_t}}^{good;\ rest_c}\{ \alpha_{low\ p_{T_t}}^{c\ good;\ c\ rest_c}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{c\ good;\ rest_c}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{good;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha_{low\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ c\ rest_c}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ rest_c}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{good;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha_{low\ p_{T_t}}^{c\ good;\ uc\ rest_c}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{c\ good;\ rest_c}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{good;\ uc\ rest_c}\} \\
& +N_{ee\ low\ p_{T_t}}^{rest_c;\ good}\{ \alpha_{low\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ c\ good}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ good}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{rest_c;\ c\ good} \\
& +\alpha_{low\ p_{T_t}}^{uc\ rest_c;\ c\ good}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{uc\ rest_c;\ good}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{rest_c;\ c\ good} \\
& +\alpha_{low\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ uc\ good}\ \rho_{1\ low\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ good}\ \rho_{2\ low\ p_{T_t}}^{rest_c;\ uc\ good}\} \\
N_{\gamma\gamma}^{CP8} = N_{ee\ high\ p_{T_t}}^{rest_c;\ rest_c}\{ & \alpha_{high\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ c\ rest_c}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ rest_c}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{rest_c;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha_{high\ p_{T_t}}^{uc\ rest_c;\ c\ rest_c}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{uc\ rest_c;\ rest_c}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{rest_c;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha_{high\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ uc\ rest_c}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ rest_c}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{rest_c;\ uc\ rest_c}\} \\
& +N_{ee\ high\ p_{T_t}}^{good;\ rest_c}\{ \alpha_{high\ p_{T_t}}^{c\ good;\ c\ rest_c}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{c\ good;\ rest_c}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{good;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha_{high\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ c\ rest_c}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{uc\ good;\ rest_c}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{good;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha_{high\ p_{T_t}}^{c\ good;\ uc\ rest_c}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{c\ good;\ rest_c}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{good;\ uc\ rest_c}\} \\
& +N_{ee\ high\ p_{T_t}}^{rest_c;\ good}\{ \alpha_{high\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ c\ good}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ good}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{rest_c;\ c\ good} \\
& +\alpha_{high\ p_{T_t}}^{uc\ rest_c;\ c\ good}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{uc\ rest_c;\ good}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{rest_c;\ c\ good} \\
& +\alpha_{high\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ uc\ good}\ \rho_{1\ high\ p_{T_t}}^{c\ rest_c;\ good}\ \rho_{2\ high\ p_{T_t}}^{rest_c;\ uc\ good}\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
N_{\gamma\gamma}^{CP9} = N_{ee}^{bad;\ bad}\{ & \alpha^{c\ bad;\ c\ bad}\ \rho_1^{c\ bad;\ bad}\ \rho_2^{bad;\ c\ bad} \\
& +\alpha^{uc\ bad;\ c\ bad}\ \rho_1^{uc\ bad;\ bad}\ \rho_2^{bad;\ c\ bad} \\
& +\alpha^{c\ bad;\ uc\ bad}\ \rho_1^{c\ bad;\ bad}\ \rho_2^{bad;\ uc\ bad}\} \\
+N_{ee}^{good;\ bad}\{ & \alpha^{c\ good;\ c\ bad}\ \rho_1^{c\ good;\ bad}\ \rho_2^{good;\ c\ bad} \\
& +\alpha^{uc\ good;\ c\ bad}\ \rho_1^{uc\ good;\ bad}\ \rho_2^{good;\ c\ bad} \\
& +\alpha^{c\ good;\ uc\ bad}\ \rho_1^{c\ good;\ bad}\ \rho_2^{good;\ uc\ bad}\} \\
+N_{ee}^{bad;\ good}\{ & \alpha^{c\ bad;\ c\ good}\ \rho_1^{c\ bad;\ good}\ \rho_2^{bad;\ c\ good} \\
& +\alpha^{uc\ bad;\ c\ good}\ \rho_1^{uc\ bad;\ good}\ \rho_2^{bad;\ c\ good} \\
& +\alpha^{c\ bad;\ uc\ good}\ \rho_1^{c\ bad;\ good}\ \rho_2^{bad;\ uc\ good}\} \\
+N_{ee}^{rest_c;\ bad}\{ & \alpha^{c\ rest_c;\ c\ bad}\ \rho_1^{c\ rest_c;\ bad}\ \rho_2^{rest_c;\ c\ bad} \\
& +\alpha^{uc\ rest_c;\ c\ bad}\ \rho_1^{uc\ rest_c;\ bad}\ \rho_2^{rest_c;\ c\ bad} \\
& \alpha^{c\ rest_c;\ uc\ bad}\ \rho_1^{c\ rest_c;\ bad}\ \rho_2^{rest_c;\ uc\ bad}\} \\
+N_{ee}^{bad;\ rest_c}\{ & \alpha^{c\ bad;\ c\ rest_c}\ \rho_1^{c\ bad;\ rest_c}\ \rho_2^{bad;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha^{uc\ bad;\ c\ rest_c}\ \rho_1^{uc\ bad;\ rest_c}\ \rho_2^{bad;\ c\ rest_c} \\
& +\alpha^{c\ bad;\ uc\ rest_c}\ \rho_1^{c\ bad;\ rest_c}\ \rho_2^{bad;\ uc\ rest_c}\}
\end{aligned}
$$

$$
N_{\gamma\gamma}^{CP10} = N_{ee}^{VBF}\alpha^{VBF}\ \rho_1^{VBF}\ \rho_2^{VBF}
$$

6.5.8 Candidat diphoton

La figure 6.16 présente une vue d'un des premiers candidats diphotons observé par ATLAS. Les deux photons passent les coupures d'identification tight et d'isolation. Chacun des photons est non converti. Les caractéristiques des candidats photons sont présentées dans le tableau 6.5.

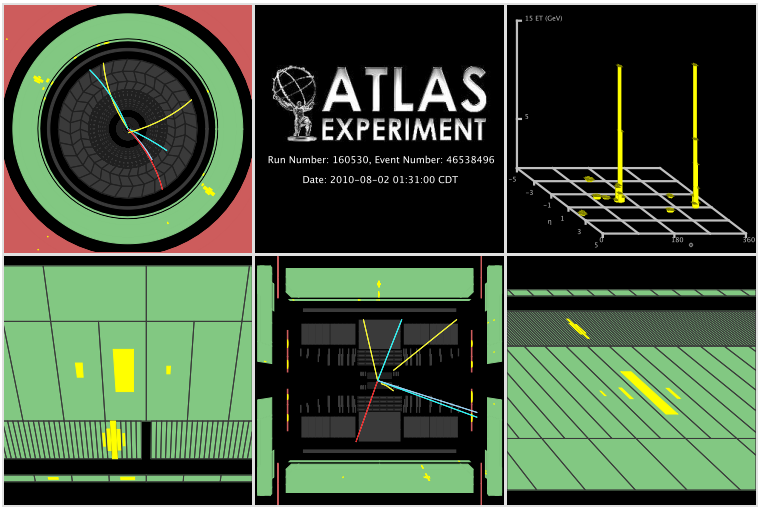


FIGURE 6.16 – *Visualisation d'un des premiers candidats diphotons observé par ATLAS. Les deux photons passent les coupures d'identification tight et d'isolation. Chacun des photons est non converti. Source : [11].*

	η	ϕ	$p_T[GeV]$	$E_T^{isol}[GeV]$
Leading photon	0.86	-0.65	33.0	0.8
Sub-leading photon	-0.02	2.65	31.2	0.7

Tableau 6.5 – *Caractéristiques des deux photons non convertis du candidat diphoton présenté sur la figure 6.16.*

6.5.9 Déconvolution (unfolding)

A partir du nombre d'événements reconstruits N_{yield}, la section efficace différentielle en fonction d'une observable, par exemple l'impulsion [8] transverse, peut être mesurée, à partir des différentes efficacités intervenant dans la sélection :

$$\frac{d\sigma}{dE_T^\gamma} = \frac{N_{yield}U}{\int Ldt\Delta E_T^\gamma \epsilon_{trigger}\epsilon_{reco}\epsilon_{ID}} \tag{6.28}$$

8. L'énergie transverse pour des photons est parfois appelée par abus de langage impulsion transverse.

où intervient notamment la largeur ΔE_T^γ de l'intervalle de l'observable, et la déconvolution (dite unfolding) des effets de résolution et échelle d'énergie liés à la reconstruction par le détecteur. Les coefficients de déconvolution U_{ij} représentent la probabilité pour un photon vrai dans un intervalle $E_T^i \leq E_T^{\gamma,true} \leq E_T^{i+1}$ d'être reconstruit dans l'intervalle $E_T^j \leq E_T^{\gamma,reco} \leq E_T^{j+1}$.

6.6 Conclusion

A partir des données, différentes méthodes peuvent être utilisées pour extraire la production de photons, de diphotons, et les composantes de bruit de fond associées. Les résultats dans le contexte du canal $H \to \gamma\gamma$ sont présentés dans le chapitre associé.

La contribution de l'auteur de ce manuscrit est la participation à l'effort collectif sur l'extraction de la composante simple photon et double photons.

Bibliographie

[1] M. Hance, M. Fanti et al., *Calculating The Purity of Direct Photon Candidates in ATLAS : Proposed Methods and Plans for Early Data*, ATL-COM-PHYS-2010-233.

[2] ATLAS Collaboration, *Evidence for prompt photon production in p p collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2010), ATLAS-CONF-2010-077, ATLAS-COM-CONF-2010-078.

[3] M. Kado, G. Unal et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Higgs boson decays in two photons with early 2011 data, supporting document for PLHC 2011 conference*, ATL-COM-PHYS-2011-515.

[4] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of direct photon pair production cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ = 1.96 TeV*, Phys. Lett. **B690**, 108–117 (2010), arXiv:1002.4917 [hep-ex], FERMILAB-PUB-10-039-E.

[5] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), *Measurement of the Cross Section for Prompt Isolated Diphoton Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$ = 1.96 TeV*, Phys. Rev. Lett. **107**, 102003 (2011), arXiv:1106.5123 [hep-ex], FERMILAB-PUB-11-295-PPD.

[6] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the isolated diphoton cross section in pp collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D **85**, 012003 (Jan 2012).

[7] J. Schaarschmidt, H. Torres et al. (ATLAS Collaboration), *Background studies for $H \to \gamma\gamma$, supporting document for EPS 2011 conference*, ATL-COM-PHYS-2011-782.

[8] M. Kuna, A. Kruse and T. Yamamura (ATLAS Collaboration), *Background Studies for the Search of Higgs Boson Decaying to Two Photons with 8 TeV data*, ATL-COM-PHYS-2012-515.

[9] A. Kruse, M. Kuna, T. Yamamura et al. (ATLAS Collaboration), *Background studies for the search of Higgs boson decaying to two photons with 8 TeV data, supporting document for ICHEP 2012 conference*, ATL-COM-PHYS-2012-754.

[10] ATLAS Collaboration, *Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the $\gamma\gamma$ channel with the ATLAS detector*, (2012), ATLAS-CONF-2012-091, ATLAS-COM-CONF-2012-109.

[11] M. Aurousseau, S. Laplace, M. Delmastro, M. Fanti et al. (ATLAS Collaboration), *First evidence of direct diphoton production in pp collision at $\sqrt{s}$ = 7 TeV in ATLAS*, ATL-COM-PHYS-2010-863, ATL-COM-PHYS-2010-905.

Chapitre 7

Reconstruction de la direction des photons et de leur masse invariante

7.1 Introduction

Pour toute analyse dont la signature contient des photons, il est nécessaire de reconstruire de façon précise leur vertex et direction. Le vertex sélectionné est utilisé pour l'estimation de la masse invariante du système de photons, mais aussi pour la sélection des jets, puisqu'une coupure pour s'immuniser du bruit d'empilement consiste à sélectionner des jets associés à un vertex avec un seuil minimal (JVF) sur les propriétés des traces reliant ces objets. Différentes méthodes ont été développées. La méthode la plus simple consiste à sélectionner le vertex primaire comme celui correspondant au maximum de $\sum p_T^2$ de traces mesurés par le détecteur interne, mais ce choix est sensible à l'empilement. Une amélioration est l'utilisation de la structure du calorimètre électromagnétique et du point de conversion le cas échéant. La combinaison des informations du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique est possible par le biais d'une technique de maximum de vraisemblance ou d'un réseau de neurones. L'utilisation du temps des clusters dans le calorimètre a été envisagé [1] dans le passé, mais le gain est marginal. Cependant, dans certaines analyses avec des photons non pointants, comme dans des scénarios de supersymétrie [2], cette technique est prometteuse.

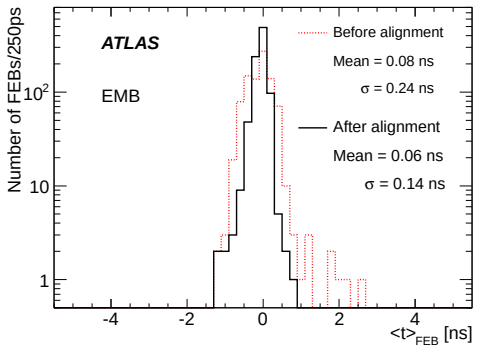


FIGURE 7.1 – *Résolution en temps des cartes frontales tonneau, permettant de reconstruire la direction de photons non pointants. Source : [3].*

Dans le cas de la recherche d'une résonance se désintégrant en paire de photons, comme le Higgs, les directions des photons sont corrigées en leur imposant de provenir d'un vertex commun [1] de coordonnée en z : z_{common}, déduit par un χ^2 des positions des vertex reconstruits z_1 et z_2 des photons et de leur erreurs σ_{z_1}, σ_{z_2}, en tenant compte de l'incertitude liée à la taille σ_{BS} de la région d'interaction des paquets de protons (par exemple, 56 mm en 2011), soit [2] :

$$z_{common} = \frac{\frac{z_1}{\sigma^2(z_1)} + \frac{z_2}{\sigma^2(z_2)} + \frac{z_{BS}}{\sigma^2(BS)}}{\frac{1}{\sigma^2(z_1)} + \frac{1}{\sigma^2(z_2)} + \frac{1}{\sigma^2_{BS}}} \tag{7.1}$$

La masse du Higgs est alors reconstruite à partir des informations cinématiques des photons [3] : énergies transverses E_T^1 et E_T^2, angles polaires θ_1 et θ_2 exprimés sous la forme de pseudo-rapidités η_1 et η_2, angles azimutaux ϕ_1 et ϕ_2 :

$$m_{\gamma_1\gamma_2} = \sqrt{2E_{T1}E_{T2}[\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2)]} \tag{7.2}$$

La masse invariante (voir par exemple la figure 7.15 plus loin dans ce chapitre) est modélisée par une faible contribution de gaussienne tenant compte des queues de distribution, complétée par la contribution principale d'une fonction Crystal-Ball [4], correspondant à un cœur gaussien et une queue à plus faible valeur tenant compte des pertes d'énergie par les photons en amont du calorimètre, dont la formule est :

$$f_{CB} = N \cdot \begin{cases} \exp(-t^2/2)\ , & \text{si } t > -\alpha \\ (n/|\alpha|)^n \cdot \exp(-|\alpha|^2/2) \cdot (n/|\alpha| - |\alpha| - t)^{-n} & \text{sinon} \end{cases} \tag{7.3}$$

où N est un paramètre de normalisation, $t = (m_{\gamma\gamma} - m_H)/\sigma(m_{\gamma\gamma})$ avec la masse invariante de diphotons $m_{\gamma\gamma}$, la masse du Higgs m_H, la résolution σ de la distribution en masse invariante, les paramètres n et α de la queue non gaussienne, dont α correspond à la transition entre le comportement exponentiel et gaussien de la fonction Crystal-Ball, exprimée de façon relative à la valeur moyenne de cette fonction.

1. La distance de vol du Higgs est négligeable avant désintégration.

2. L'erreur est $\sigma^2(z_{common}) = \left(\sum_i \frac{\sigma(z_i)^2}{(\sigma(z_i)^2)^2}\right) / \left(\sum_i \frac{1}{\sigma(z_i)^2}\right)^2 = 1/\left(\sum_i \frac{1}{\sigma(z_i)^2}\right)$
soit $\sigma^2(z_{common}) = \frac{1}{\frac{1}{\sigma^2(z_1)} + \frac{1}{\sigma^2(z_2)} + \frac{1}{(56mm)^2}}$

3. L'énergie transverse $E_T = E/\cosh\eta$ subit également une correction liée à la contribution de l'angle.

7.2 Pointage par le calorimètre électromagnétique

Pour les photons non convertis et les conversions TRTSA (TRT standalone, défini dans le chapitre sur la reconstruction), la direction des photons est reconstruite par le calorimètre électromagnétique en exploitant sa segmentation longitudinale pour obtenir une mesure plus précise que l'utilisation approximative du cluster seul et le centre du détecteur. La technique du pointage par le calorimètre électromagnétique consiste à reconstruire le vertex et la direction en η du photon à partir d'une droite utilisant (Fig. 7.2) les deux centroïdes que représentent les dépôts d'énergie de la gerbe électromagnétique dans les deux premiers compartiments (avant : front ou strips, milieu : middle).

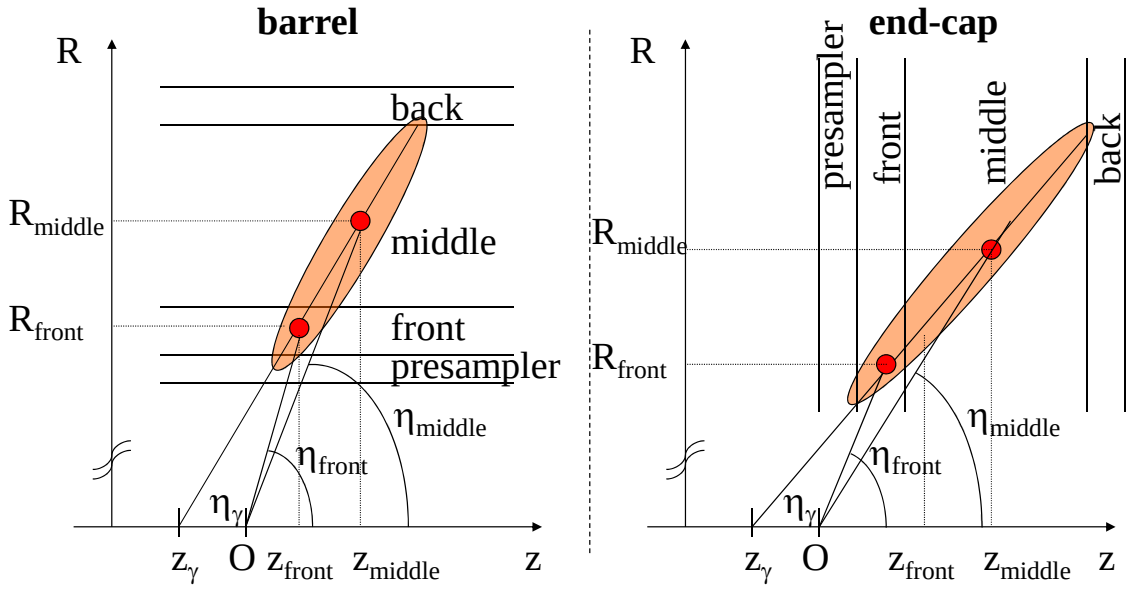


FIGURE 7.2 – *Technique du pointage par le calorimètre électromagnétique : les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique permettent de reconstruire la coordonnée en z du vertex primaire : z_γ et l'angle η_γ du photon. Le principe est le même dans le tonneau (a) et le bouchon (b). Source : [5].*

A partir des positions des deux centroïdes (z_{front}, R_{front}) et (z_{middle}, R_{middle}), on a [4, 5] :

$$z_\gamma^{calo\ pointing} = \frac{z_{front}R_{middle} - z_{middle}R_{front}}{R_{middle} - R_{front}} \tag{7.4}$$

$$\eta_\gamma^{calo\ pointing} = asinh\frac{z_{middle} - z_{front}}{R_{middle} - R_{front}} \tag{7.5}$$

4. $\tan\theta_\gamma = \frac{R_{middle}-R_{front}}{z_{middle}-z_{front}} = \frac{R_{front}}{z_{front}-z_{vertex}} = \frac{R_{middle}}{z_{middle}-z_{vertex}}$
on peut également utiliser les pseudo-rapidités : $sinh\ \eta_{layer} = \frac{z_{layer}-z_{vertex}}{R_{layer}}$

5. L'erreur sur z de chaque photon s'obtient par
$\tan\theta = r/z$; $z = \frac{r\cos\theta}{\sin\theta}$; $dz = -\frac{r}{\sin^2\theta}d\theta$; $\sigma_z = \frac{r}{\sin^2\theta}\sigma_\theta$; $\sigma_z = r_{mean}\sigma_\theta\frac{1}{\sin^2\theta}$; avec $\sigma_\theta = \frac{60\ mrad}{\sqrt{E\ [GeV]}}$

Les coordonnées des deux centroïdes s'obtiennent par l'utilisation d'une paramétrisation de la profondeur de gerbe de la forme $R_{layer} = a + b|\eta| + c|\eta|^2$. L'autre coordonnée se déduit par l'angle du photon dans le compartiment considéré. Le décalage du faisceau en x_{beam}, y_{beam}, de rayon $r_{beam} = \sqrt{x_{beam}^2 + y_{beam}^2}$ est pris en compte en soustrayant le rayon r_{beam} du faisceau aux rayons des compartiments. Dans la simulation, un décalage de 4 cm supplémentaire a été considéré par rapport à la modélisation initiale entre le tonneau et le bouchon du calorimère électromagnétique pour permettre le passage des connexions électriques prenant plus de place que prévu. Une mesure d'alignement du détecteur a réévalué ce décalage à 5 cm. L'utilisation d'une régression linéaire de l'ensemble des compartiments du calorimètre électromagnétique, y compris le prééchantillonneur, détériore la résolution en raison de mesures des compartiments non aussi précises que les deux premiers utilisés nominalement. La résolution du pointage par le calorimètre électromagnétique avec des données réelles peut être obtenue par une sélection d'événements $Z \to e^+e^-$, en comparant la coordonnée z mesurée par cette technique à celle obtenue pour une référence plus précise, avec les traces des électrons.

7.3 Utilisation du détecteur interne

En l'absence d'empilement, pour les photons convertis non TRTSA, des informations plus précises que l'usage du seul calorimètre électromagnétique peuvent être obtenus par l'utilisation du détecteur interne. La figure 7.3 présente les différentes techniques étudiées. La méthode d'extrapolation dite neutre diffère suivant le type de conversion.

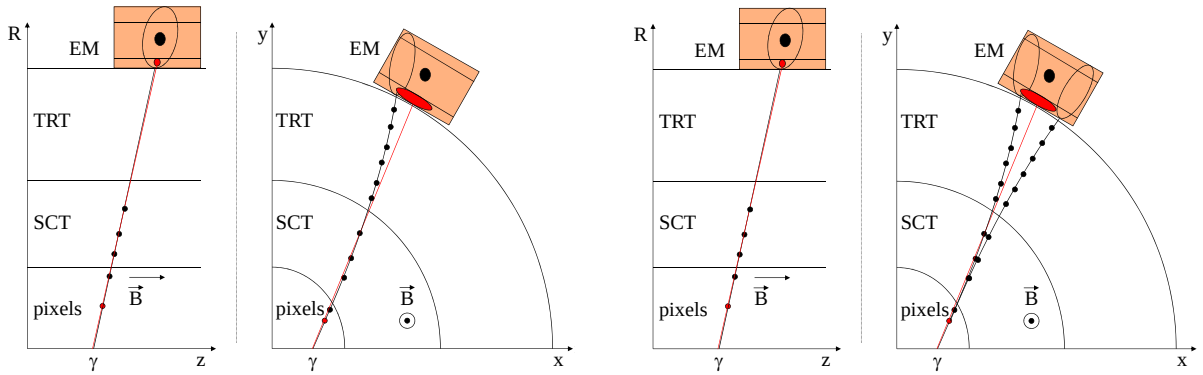


FIGURE 7.3 – *Méthodes possibles pour la détermination du vertex primaire et de la direction du photon, en utilisant les informations du détecteur interne, dans le cas de conversions à une trace (a) et deux traces (b). Source : [5].*

Pour les conversions à une trace, la tangente au point de conversion est considéré puis extrapolé au faisceau. Pour les conversions à deux traces, la somme vectorielle des deux impulsions des traces est considérée et extrapolée en arrière vers le faisceau. La méthode dite chargée consiste à extrapoler chaque trace en tenant compte de sa courbure par le champ magnétique dans le plan transverse au plan $z - R$. Le périgée en z s'obtient ainsi par l'utilisation de l'ensemble des points de mesure des traces. Dans le cas de conver-

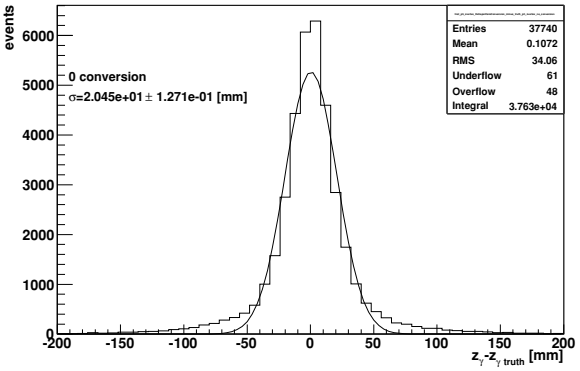
sions à double traces, la combinaison des deux périgées est obtenue par une méthode de χ^2. Enfin, pour la méthode dite extrapolation calorimètre+vertex de conversion, l'extrapolation, en ligne droite, utilise le premier compartiment, précis en η du calorimètre électromagnétique, et le point de conversion. Le vertex se déduit alors (en l'absence de décalage de faisceau) par $z_{vertex} = \frac{z_{calo}R_{conv} - z_{conv}R_{calo}}{R_{conv} - R_{calo}}$. Dans chaque méthode, le décalage potentiel du faisceau est considéré.

7.4 Comparaison des méthodes

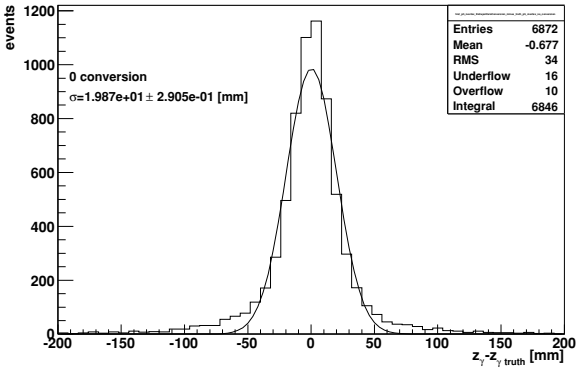
L'ensemble des comparaisons entre les méthodes [6] est effectué en utilisant un lot de Higgs $H \to \gamma\gamma$ de masse 120 GeV, provenant des processus dominants de fusion de gluons et VBF, à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 10\ TeV$, reconstruit dans deux configurations : sans et avec empilement ($10^{33}\ cm^{-2}.s^{-1}$, $\Delta t = 75\ ns$). Le photon choisi est de qualité tight, avec une isolation de 4 GeV, dans la région $|\eta| \in [0\ ;\ 1,37]\ U\ [1,52\ ;\ 2,37]$, avec une coupure sur les deux photons dominants en p_T : $p_T^{leading} > 40\ GeV$ et $p_T^{subleading} > 25\ GeV$. Le décalage en (x, y) du faisceau est pris en compte.

Les résultats de précision de la mesure du vertex primaire du photon pour les photons non convertis et convertis TRTSA sont présentés sur la figure 7.4. Il n'y a pas d'influence significative de l'empilement, en accord avec le tableau 5.15 de la référence [1].

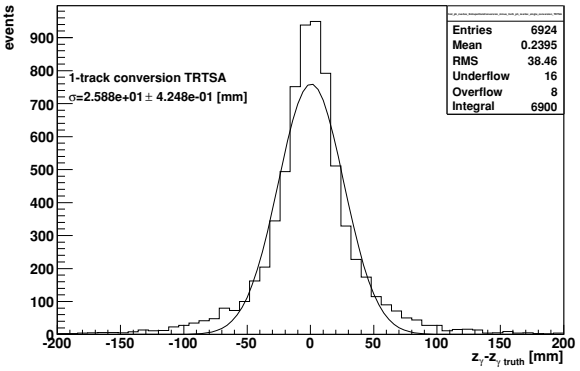
6. M. Escalier, L. Fayard, J.-F. Marchand, *Reconstruction of the z vertex and direction of the photon*, ATL-COM-PHYS-2009-614, ATL-PHYS-INT-2010-013.



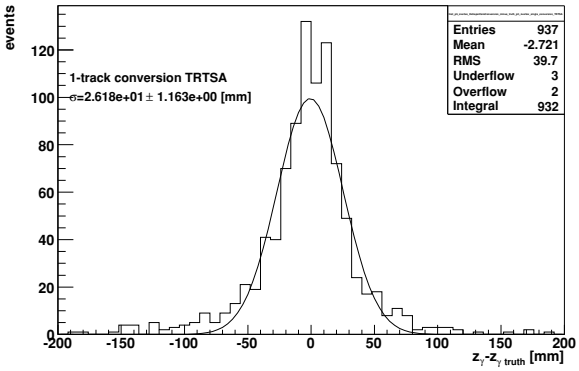
(a) γ non convertis, sans empilement



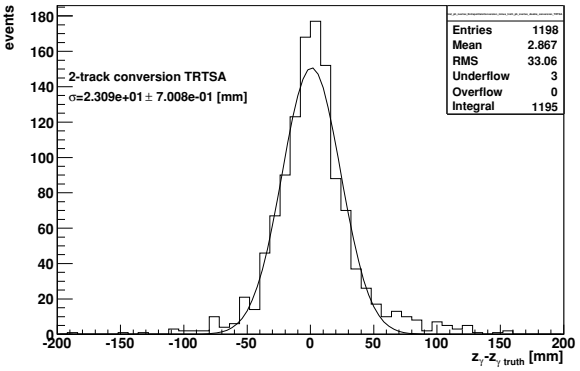
(b) γ non convertis, avec empilement



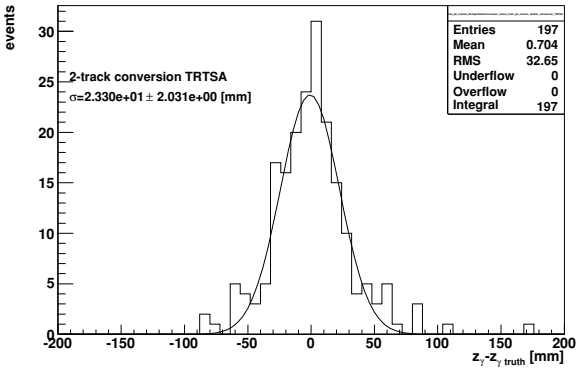
(c) γ convertis à une trace TRTSA, sans empilement



(d) γ convertis à une trace TRTSA, avec empilement



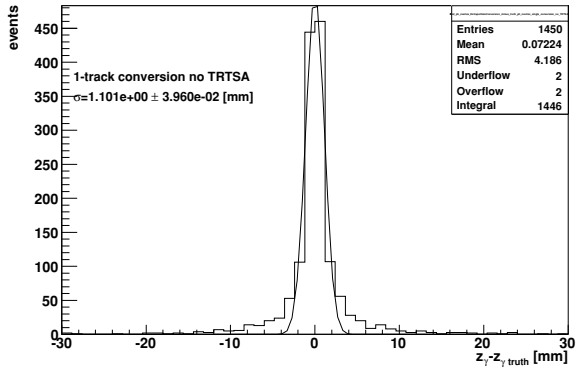
(e) γ convertis à deux traces TRTSA, sans empilement



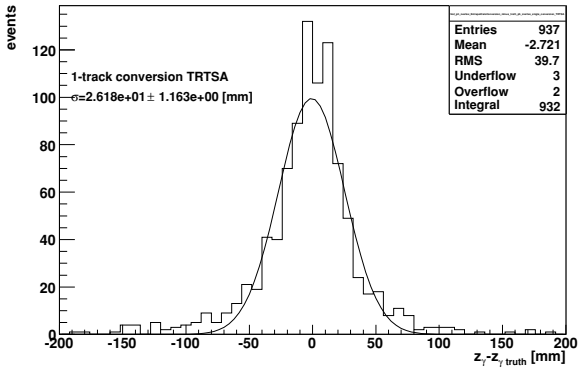
(f) γ convertis à deux traces TRTSA, avec empilement

FIGURE 7.4 – *Simulation. Comparaison entre le vertex primaire reconstruit du photon, en utilisant les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique, et le vrai vertex du photon, en l'absence (a, c, e) et présence (b, d, f) d'empilement* (10^{33} $cm^{-2}.s^{-1}$, $\Delta t = 75$ ns), *en utilisant les photons non convertis (a, b), convertis TRTSA à une trace (c, d) et convertis TRTSA à deux traces (e, f). Source : [5].*

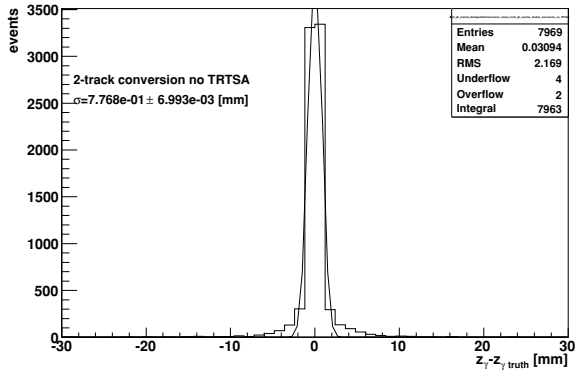
Les résultats de précision de la mesure du vertex primaire du photon pour les photons convertis sont présentés sur les figures 7.5, 7.6, 7.7. Les résultats montrent que la méthode utilisant le premier compartiment du calorimètre électromagnétique et le point de conversion donnent des résolutions meilleures sur le vertex que les deux autres méthodes. La raison physique est que cette technique permet de bénéficier d'un grand bras de levier par la distance entre ces deux points mesurés précisément. Les méthodes neutre et chargée donnent des résultats similaires. Leurs queues de distribution proviennent d'électron/positron de bas p_T. L'influence de l'empilement est d'augmenter les queues de distribution, comme le montre le rms, sans modifier de façon significative l'écart-type σ de la gaussienne de l'ajustement, compte tenu de l'erreur statistique.



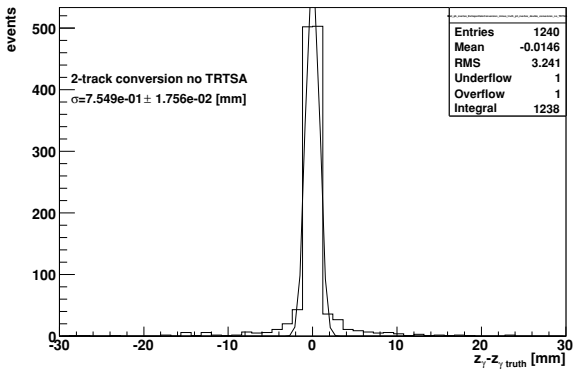
(a) γ convertis à une trace non TRTSA, sans empilement



(b) γ convertis à une trace non TRTSA, avec empilement

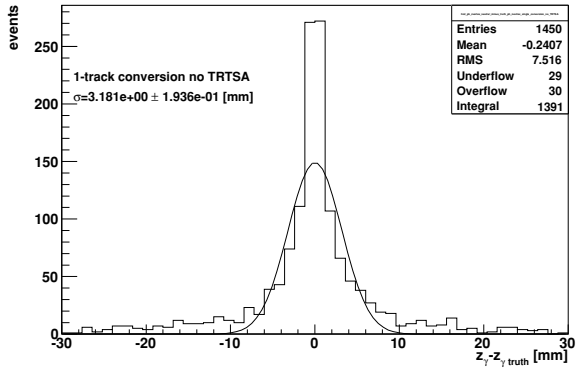


(c) γ convertis à deux traces non TRTSA, sans empilement

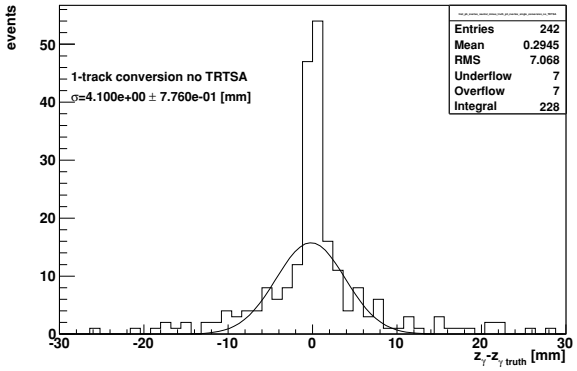


(d) γ convertis à deux traces non TRTSA, avec empilement

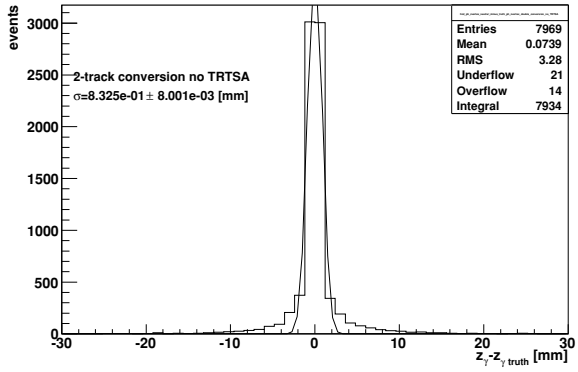
FIGURE 7.5 – *Simulation. Comparaison entre le z du vertex primaire des photons reconstruits par la méthode utilisant le point de conversion et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique, et le vrai vertex du photon, pour différentes configurations : absence (a, c) et présence (b, d) d'empilement* ($10^{33}\ cm^{-2}.s^{-1}$, $\Delta t = 75\ ns$)*, conversions à une trace non TRTSA (a, b), deux traces non TRTSA (c, d). Source : [5].*



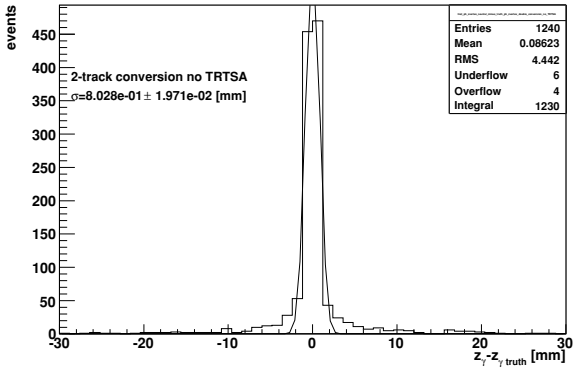
(a) γ convertis à une trace non TRTSA, sans empilement



(b) γ convertis à une trace non TRTSA, avec empilement

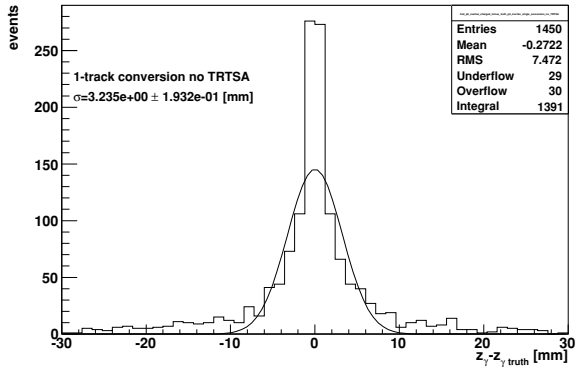


(c) γ convertis à deux traces non TRTSA, sans empilement

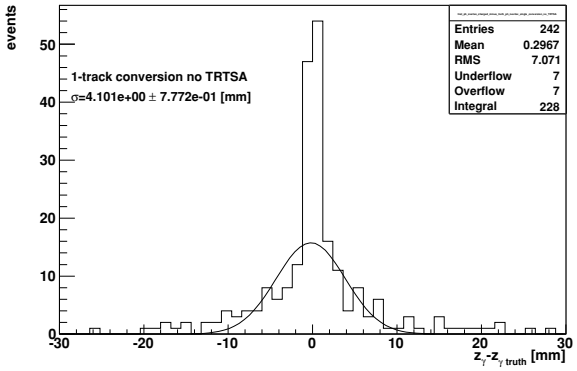


(d) γ convertis à deux traces non TRTSA, avec empilement

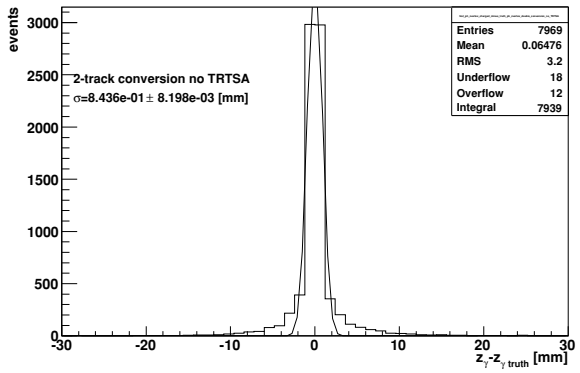
FIGURE 7.6 – *Simulation. Comparaison entre le z du vertex primaire des photons reconstruits par la méthode d'extrapolation neutre, et le vrai vertex du photon, pour différentes configurations : absence (a, c) et présence (b, d) d'empilement (*$10^{33}\ cm^{-2}.s^{-1}$, $\Delta t = 75\ ns$*), conversions à 1 trace non TRTSA (a, b), deux traces non TRTSA (c, d). Source : [5].*



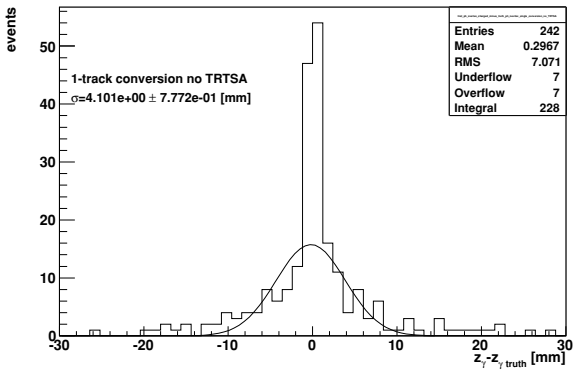
(a) γ convertis à une trace non TRTSA, sans empilement



(b) γ convertis à une trace non TRTSA, avec empilement



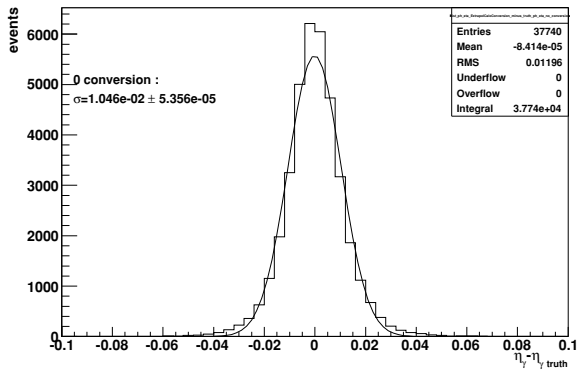
(c) γ convertis à deux traces non TRTSA, sans empilement



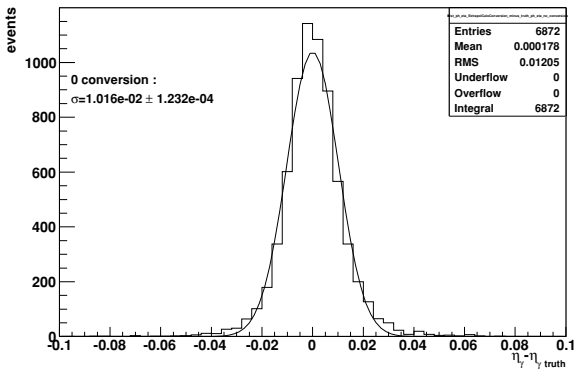
(d) γ convertis à deux traces non TRTSA, avec empilement

FIGURE 7.7 – *Simulation. Comparaison entre le z du vertex primaire des photons reconstruits par la méthode d'extrapolation chargée, et le vrai vertex du photon, pour différentes configurations : absence (a, c) et présence (b, d) d'empilement (*$10^{33}\ cm^{-2}.s^{-1}$, $\Delta t = 75\ ns$*), conversions à 1 trace non TRTSA (a, b), deux traces non TRTSA (c, d). Source : [5].*

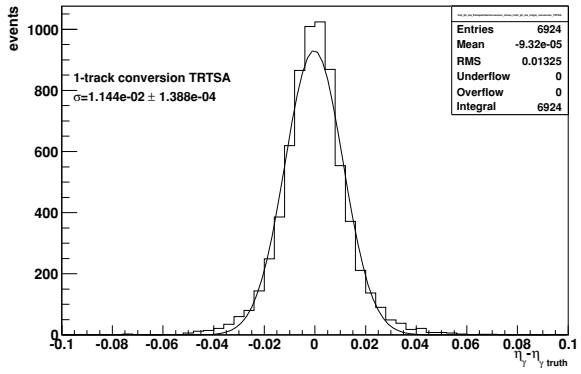
Les résultats de précision de la mesure de l'angle du photon pour les photons non convertis et convertis TRTSA, avec la méthode utilisant les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique, sont présentés sur la figure 7.8.



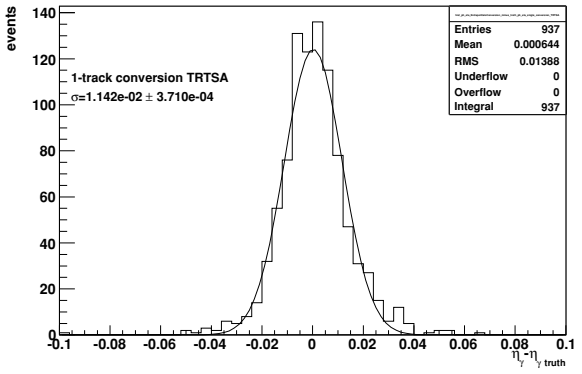
(a) γ non convertis, sans empilement



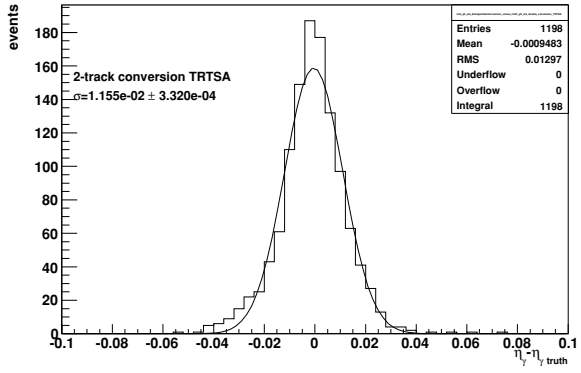
(b) γ non convertis, avec empilement



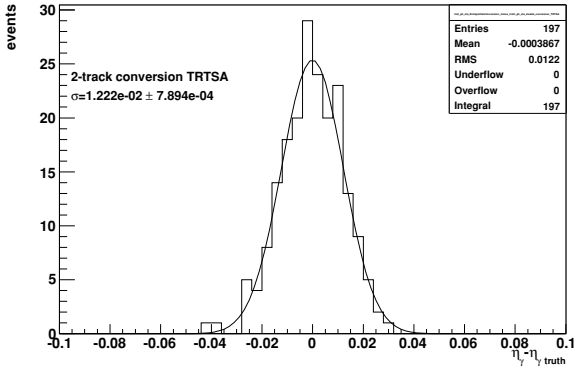
(c) γ convertis à une trace TRTSA, sans empilement



(d) γ convertis à une trace TRTSA, avec empilement



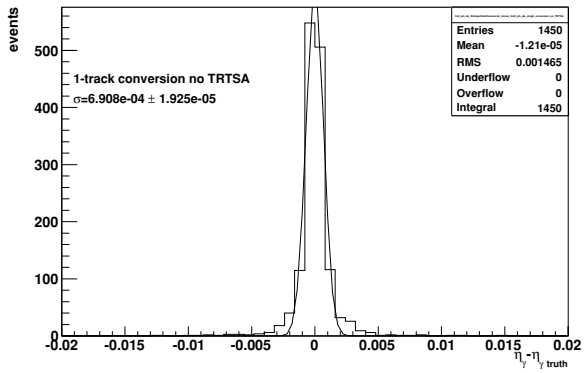
(e) γ convertis à deux traces TRTSA, sans empilement



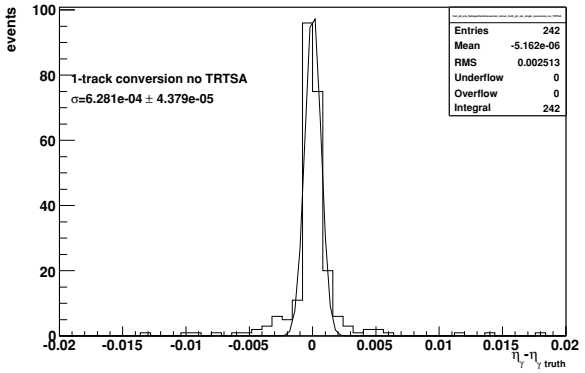
(f) γ convertis à deux traces TRTSA, avec empilement

FIGURE 7.8 – *Simulation. Comparaison de la mesure de direction η_γ du photon et la vraie direction $\eta_{\gamma\ truth}$ du photon, en utilisant les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique, pour les photons non convertis et les conversions TRTSA. Source : [5].*

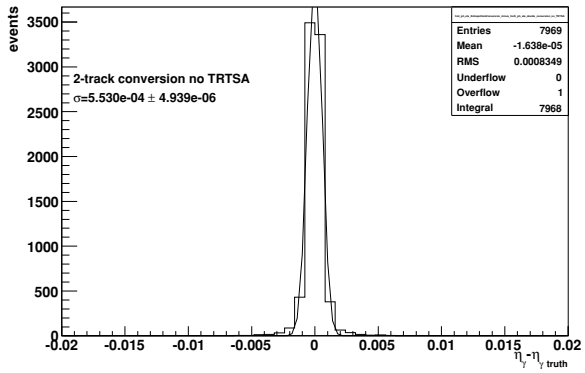
Les résultats de précision de la mesure de l'angle du photon pour les photons convertis non TRTSA, avec la meilleure technique trouvée : méthode utilisant le premier compartiment du calorimètre électromagnétique et le point de conversion, sont présentés sur la figure 7.9.



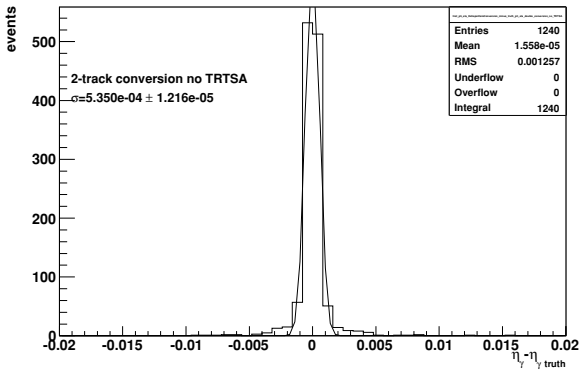
(a) γ convertis à une trace non TRTSA, sans empilement



(b) γ convertis à une trace non TRTSA, avec empilement



(c) γ convertis à deux traces non TRTSA, sans empilement



(d) γ convertis à deux traces non TRTSA, avec empilement

FIGURE 7.9 – *Simulation. Comparaison de la mesure de la direction η_γ reconstruite par rapport à la vraie direction $\eta_{\gamma\ truth}$ avec la technique donnant les meilleurs résultats pour les photon convertis non TRTSA : utilisation du premier compartiment du calorimètre électromagnétique et point de conversion. Source : [5].*

7.5 Choix de la technique de base

La comparaison des différentes techniques permettant de mesurer le vertex primaire et la direction du photon montre qu'une méthode (Fig. 7.10) est favorable, suivant la nature des photons. Pour les photons non convertis, les conversions à une trace TRTSA et deux traces TRTSA, la technique du pointage de calorimètre électromagnétique est utilisée. Dans le cas des conversions non TRTSA, la technique la plus précise est celle utilisant les informations du premier compartiment du calorimètre électromagnétique et du point de conversion.

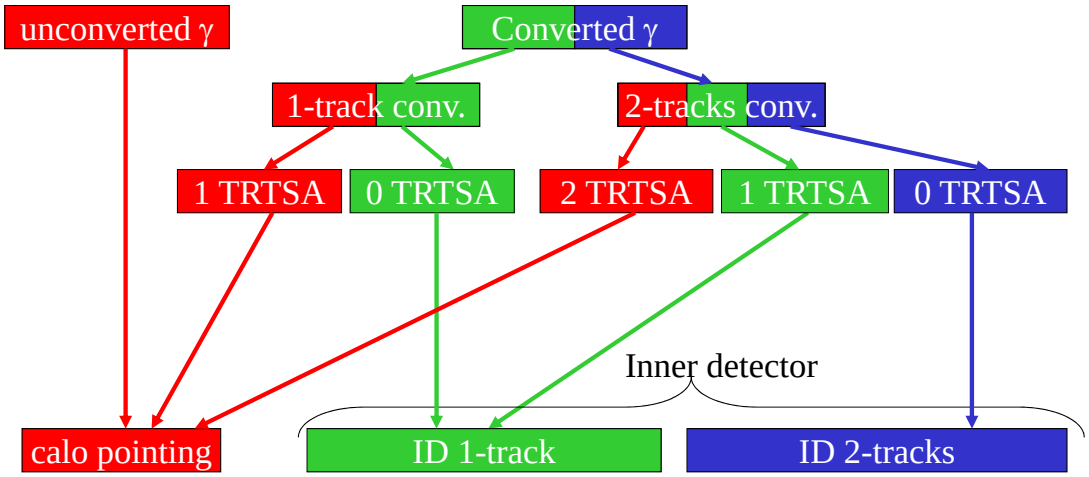


FIGURE 7.10 – *Stratégie pour la reconstruction de la direction et vertex primaire du photon. Source : [5].*

La figure 7.11 présente la comparaison entre le z du vertex mesuré par chaque photon par la technique de pointage par le calorimètre électromagnétique, pour les données de 2011 et la simulation d'un échantillon de production de diphotons. La séparation entre les conditions à faible et haut empilement de la prise de données de 2011 montre une excellente stabilité de la résolution.

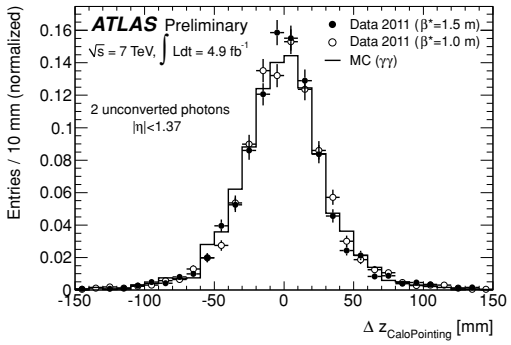


FIGURE 7.11 – *Comparaison du vertex déterminé par la technique de pointage par le calorimètre électromagnétique pour chacun des deux photons, pour les données et la simulation. La séparation des deux campagnes de prise de données* 2011 *montre la stabilité de la méthode par rapport à l'empilement. Source : [6].*

Une amélioration par rapport à la combinaison des informations de pointage ou de pointage étendu, c'est-à-dire, pour les photons convertis, l'utilisation du premier compartiment et du point de conversion, consiste à combiner les deux informations de z du vertex du photon, puis de choisir le vertex primaire du détecteur interne le plus proche du point obtenu. L'avantage est d'obtenir un vertex pouvant être identique à l'un des vertex associés aux traces, donc de pouvoir appliquer la coupure de fraction de vertex associé au jet pour améliorer leur qualité. Une amélioration supplémentaire, aboutissant également à un choix de vertex du détecteur interne, est une méthode multivariée, comme la méthode de maximum de vraisemblance ou de réseau de neurones.

7.6 Méthode de maximum de vraisemblance utilisant l'événement sous-jacent

La résolution en z du Higgs peut être améliorée en ajoutant l'information de la reconstruction du vertex primaire par les traces de l'événement sous-jacent. Cette discrimination du vertex de la collision dure par rapport aux vertex d'empilement est faite par une méthode de maximum de vraisemblance utilisant la somme des carrés des impulsions transverse p_T des traces provenant du vertex, outre l'information du calorimètre électromagnétique et du détecteur interne. Le z utilisé est celui maximisant le rapport de vraisemblance. La vraisemblance s'écrit :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\sum p_T^2}(z) \times \mathcal{L}_{calo+ID}(z) \tag{7.6}$$

La vraisemblance pour le détecteur interne seul exploite la propriété que le vertex du Higgs a une quantité $\sum p_T^2$ supérieur à ceux du biais minimum (MB), et utilise le rapport des probabilités pour le vertex du Higgs par la même quantité pour le vertex du biais minimal :

$$\mathcal{L}_{\sum p_T^2}(z) = \frac{Prob_H(z|\sum p_T^2)}{Prob_{MB}(z|\sum p_T^2)} \tag{7.7}$$

La vraisemblance pour l'information du calorimètre électromagnétique et du point de conversion le cas échéant, utilise le rapport des probabilités en prenant compte du calorimètre électromagnétique et du détecteur interne :

$$\mathcal{L}_{calo+ID}(z) = e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2_{bunch}}} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_z^2}} e^{-\frac{(z-z_{calo+ID})^2}{2\sigma^2_{z_{calo+ID}}}} \times \frac{1}{e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2_{bunch}}}} \tag{7.8}$$

Dans l'expression de $\mathcal{L}_{calo+ID}$, le numérateur correspond à la probabilité que le vertex considéré soit compatible avec le vertex commun des deux photons : $z_{calo+ID}$, pondéré par la probabilité du vertex considéré, d'autant plus faible que l'écart du point d'interaction par rapport à $z = 0$ est grand. Le dénominateur correspond à la probabilité qu'un vertex soit de biais minimum : c'est une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle et d'écart-type celui du paquet. Les termes gaussiens de paquets se simplifient mais sont conservés dans la formule par souci pédagogique.

Les densités de probabilité (pdf) pour le terme $\mathcal{L}_{\sum p_T^2}(z)$ sont obtenues préalablement à partir de la distribution de $\sum p_T^2$ respectivement pour les vrais vertex de Higgs et ceux de biais minimum issus de la simulation. Les pdfs sont ensuite appliquées aux données réelles. La pdf candidate pour le vertex de signal est déduite des événements sélectionnés proches de celui obtenu par la technique de pointage calorimétrique : $|z_{sel.\ PV} - z_{calo+ID+likelihood}| < 1\ mm$ tandis que la pdf pour les vertex de biais minimal est déduit des événements sélectionnés lointains : $|z_{sel.\ PV} - z_{calo+ID+likelihood}| > 50\ mm$. Cela permet d'utiliser les données réelles pour construire les densités de probabilité de la méthode de maximum de vraisemblance. La méthode a été testée sur la simulation et donne des résultats similaires. Une itération sur les données consiste à réinjecter la pdf obtenue pour le calcul de la nouvelle pdf et obtenir ainsi une pdf stable. L'incertitude systématique sur la sélection du vertex par la méthode de maximum de vraisemblance est calculée en décalant la distribution de $log \sum p_T^2$ de 0,2 vers la gauche et la droite, ce qui induit un biais sur la résolution en masse de moins de $0,2$ % et négligeable sur la position du pic en masse invariante. L'effet sur la sélection VBF de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ est une migration très faible, de l'ordre de $0,1$ % des événements dans la catégorie VBF, par le biais du changement de sélection du vertex utilisé pour la coupure de fraction de vertex associé au jet (JVF).

La figure 7.12 présente l'efficacité de sélectionner un vertex primaire correct, défini comme étant proche à mieux que $\Delta z = 0,2\ mm$ du vertex vrai, en fonction du nombre de vertex primaires reconstruits. La méthode par maximum de vraisemblance améliore la stabilité de l'efficacité avec le nombre de vertex.

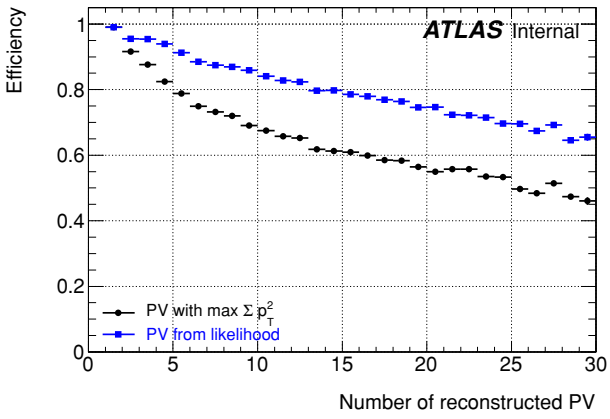


FIGURE 7.12 – *Efficacité de sélectionner un vertex primaire reconstruit dans une région* $\Delta z = 0,2\ mm$ *du vrai vertex d'interaction pour la méthode de* $\sum p_T^2$ *des traces associées au vertex et par une méthode de maximum de vraisemblance. Source : [7].*

La figure 7.13a présente la variation de la distribution en masse invariante en fonction de la technique de mesure. La technique du pointage par le calorimètre est très proche d'être optimale pour la mesure de la direction, tandis que la méthode de maximum de vraisemblance améliore légèrement la résolution. La figure 7.13b présente l'influence de l'empilement sur la résolution, faible grâce à la contribution du pointage électromagnétique, utilisant les barycentres des dépôts énergétiques.

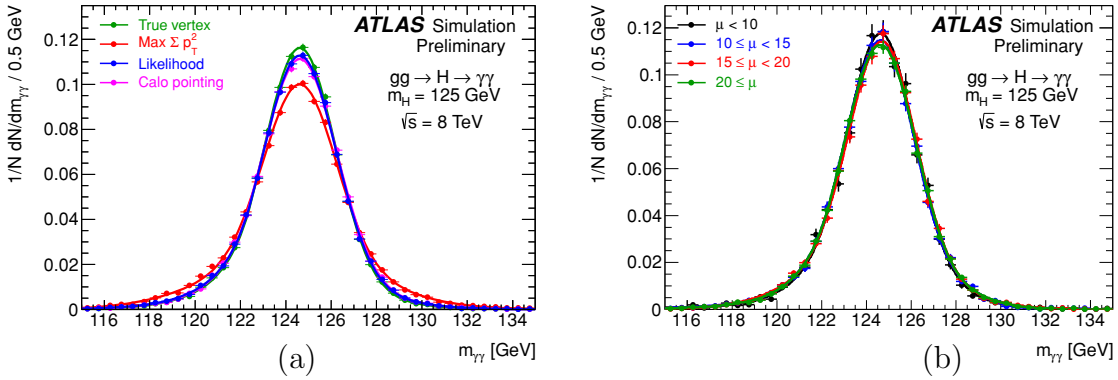


FIGURE 7.13 – *(a) Comparaison de la résolution en masse invariante de photons pour différentes techniques, par rapport au choix du vertex vrai de la simulation. (b) : Influence de l'empilement sur la résolution en masse invariante par la technique de maximum de vraisemblance. Source : [7].*

Une amélioration à la méthode de maximum de vraisemblance est l'utilisation d'un réseau de neurones (méthode MLP : MultiLayer Perceptron) utilisant le pointage du calorimètre électromagnétique et les traces : $\sum p_T^2$, $\sum p_T$, la différence angulaire azimutale $\Delta\phi$ entre le système de traces et la direction du système diphotons, ainsi que le pull du z du vertex : $(z_{vertex} - z_{calo+ID})/\sigma_{z_{calo+ID}}$. Dans les conditions de données à $\sqrt{s} = 8\,TeV$ de 2012, l'efficacité de sélectionner le bon vertex à une distance meilleure que 15 mm est de 93 %. Par rapport à la méthode précédente de maximum de vraisemblance, la résolution en masse s'améliore de 0,7 % et l'efficacité (Fig. 7.14) de choisir le bon vertex de 6 % (respectivement 4 %) pour un critère $|z_{PV} - z_H| < 0,3\ mm$ (respectivement 15 mm), et augmente la probabilité de sélectionner le bon vertex pour l'isolation de traces et la coupure sur JVF.

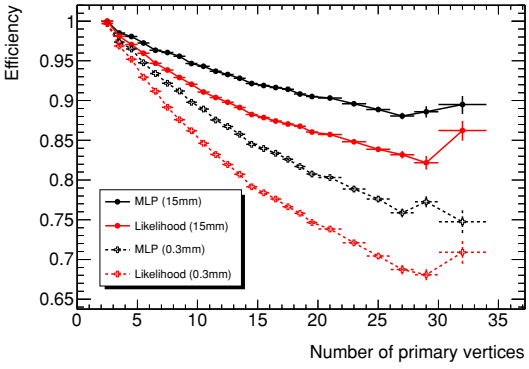


FIGURE 7.14 – *Efficacité de sélectionner le bon vertex en fonction du nombre de vertex primaires pour la méthode de maximum de vraisemblance ou de réseau de neurones, avec le critère* $|z_{PV} - z_H| < 15\ mm$ *ou* $3\ mm$. *Source : [8].*

Pour que la contribution de la résolution angulaire soit significativement inférieure à la résolution en énergie, il faut que la résolution sur la position du vertex soit meilleure que 15 mm, ce qui est le cas. Dans les contribution à la résolution en masse, une fois le z du vertex reconstruit, la résolution sur la masse invariante est dominée par la résolution sur l'énergie des photons. Pour les photons convertis vis-à-vis de ceux non convertis, parmi les deux effets opposés sur la résolution en masse invariante : détérioration de la résolution en énergie par une calibration moins bonne des photons convertis en raison de leur interaction avec la matière, et amélioration de la précision de la direction par une technique plus précise que le pointage des deux premières couches du calorimètre électromagnétique, l'effet en énergie est dominant.

La figure 7.15 présente un exemple de distribution en masse invariante obtenue pour l'analyse de 2014. La résolution peut être exprimée en terme de $FWHM$ (Full Width at Half Maximum [7]), ou en écart-type effectif contenant un certain pourcentage de l'ensemble des événements, typiquement 68 % ou 90 %.

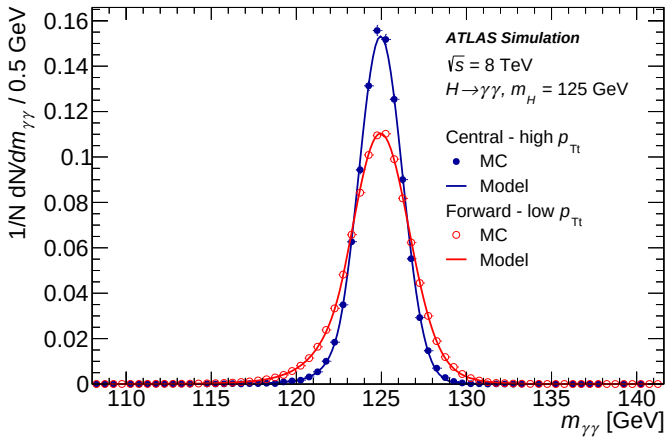


FIGURE 7.15 – *Distribution en masse invariante pour un Higgs de masse $m_H = 125$ GeV dans deux catégories dédiées à la mesure des modes de production du Higgs. Source : [9].*

7.7 Oscillation de la précision de la direction

Historiquement, vers fin 2010, il a été observé dans la région du bouchon, une oscillation importante (Fig. 7.16) dans la mesure de précision de la coordonnée z par le pointage du calorimètre en fonction de la direction du photon, pour les données réelles. Ceci engendre une diminution des performances pour la résolution en masse invariante. Bien que cet effet n'ait pas été compris au moment de la note du Conseil du CERN [10] de décembre 2011, une correction a été appliquée [11] depuis pour diminuer son impact, ce qui engendre une amélioration très faible ($0,5$ %) au niveau de la résolution en masse invariante mesurée par les données, et une diminution de l'incertitude systématique sur la résolution en masse invariante.

7. Dans le cas d'une gaussienne d'écart-type σ, on a $FWHM = 2,35\ \sigma$.

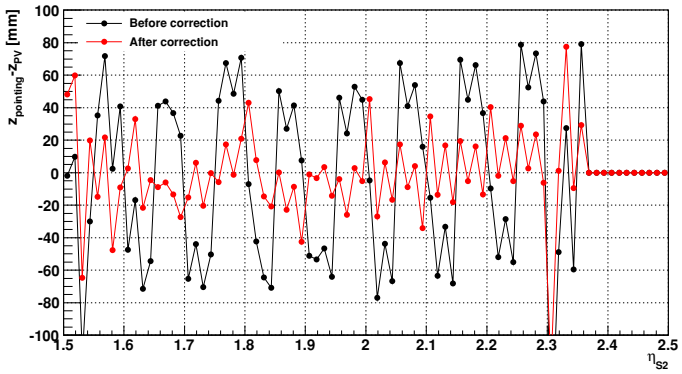


FIGURE 7.16 – *Profil de la mesure de précision de la coordonnée z par la technique du pointage calorimétrique ($z_{calo\ pointing} - z_{PV}$) en fonction de η, pour les photons non convertis dans le end-cap A. Les profils sont représentés avant et après la correction. Source : [12].*

Une interprétation possible de l'oscillation dans le bouchon pourrait être reliée à la conception de l'électronique ou à la géométrie des électrodes. En effet, dans un ensemble de quatre cellules consécutives du bouchon, les connections électriques aux cellules du compartiment milieu sont plus courtes pour les deux cellules centrales. Cependant, cette explication nécessiterait un effet sur l'énergie, or aucun effet d'oscillation n'est observé sur la reconstruction de la masse invariante du Z en paires d'électrons en fonction de η. Finalement, l'effet peut être une erreur dans l'implémentation logicielle de la reconstruction du détecteur, ou un autre effet non expliqué.

7.8 Conclusion

Différentes techniques sont possibles pour mesurer la direction des photons, de façon peu sensible à l'empilement, afin de de contraindre cette contribution à être moindre que la contribution en énergie.

La contribution de l'auteur de ce manuscrit est le développement de la méthode de pointage calorimétrique, avec notamment le point de conversion, ainsi qu'une participation à l'effort collectif sur le développement de la méthode de maximum de vraisemblance. L'auteur a été responsable de la modélisation du signal, notamment la distribution en masse invariante, pour l'analyse finale utilisant les données de 2011 et 2012. La méthode de pointage avec le point de conversion améliore d'un facteur 3 la précision de la mesure de la coordonnée en z du photon par rapport à une méthode utilisant uniquement l'information de la trace des électrons.

Bibliographie

[1] I. Koletsou, *Search for the Higgs boson in the diphoton channel at the LHC with the ATLAS detector*, (2008), CERN-THESIS-2008-047, LAL-08-38.

[2] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for nonpointing photons in the diphoton and E_T^{miss} final state in $\sqrt{s}$=7 TeV proton-proton collisions using the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D88**(1), 012001 (2013), arXiv:1304.6310 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-049.

[3] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Monitoring and data quality assessment of the ATLAS liquid argon calorimeter*, (2014), arXiv :1405.3768 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-045.

[4] J. Gaiser, *Charmonium spectroscopy from radiative decays of the J/ψ and ψ'*, (1982), SLAC-0255, UMI-83-14449-MC, SLAC-R-0255, SLAC-R-255, Ph. D. Thesis.

[5] M. Escalier et al., *Reconstruction of the z vertex and direction of the photon*, ATL-COM-PHYS-2009-614.

[6] *https ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20111412/Pointing/ATL-COM-PHYS-2011-1661/index.html*.

[7] ATLAS Collaboration, *Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the $\gamma\gamma$ channel with the ATLAS detector*, (2012), ATLAS-CONF-2012-091, ATLAS-COM-CONF-2012-109.

[8] HSG1 working group, *Update of the observation of an excess of events in the search for Standard Model Higgs boson in the $\gamma\gamma$ channel and the first measurement of its properties with the ATLAS detector, supporting document for Cern Council 2012*, ATL-COM-PHYS-2012-1488.

[9] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.7084 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-198.

[10] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with 4.9 fb^{-1} of ATLAS data at $\sqrt{s}$ = 7 TeV*, (2011), ATLAS-CONF-2011-161, ATLAS-COM-CONF-2011-193.

[11] J.-F. Marchand and E. Scifo, *Oscillation of calorimeter pointing z position as a function of pseudo-rapidity in the end-cap*, ATL-COM-CAL-2012-003.

[12] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs Boson Decaying to Two Photons with 4.9 fb^{-1}, supporting document for Cern Council 2011*, ATL-COM-PHYS-2011-1600.

Chapitre 8

Recherche du Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$ dans ATLAS

8.1 Généralités et sélection inclusive

L'analyse de la publication 2014 [1, 2] utilise l'ensemble des données accumulées par ATLAS pendant les années 2011 ($\sqrt{s} = 7\ TeV$, $L = 4,5\ fb^{-1}$), et 2012 ($\sqrt{s} = 8\ TeV$, $L = 20,3\ fb^{-1}$). La luminosité instantanée varie entre $10^{32}\ cm^{-2}.s^{-1}$ et $7,8.10^{33} cm^{-2}.s^{-1}$. Le nombre moyen de collisions par croisement de faisceaux est $<\mu>= 6,3$ et $<\mu>= 11,6$ avant et après l'été 2011, et jusqu'à $<\mu>= 20,4$ pour 2012. Les critères de qualité sur les sous-détecteurs sont requis, avec la liste de bons runs (Good Run List) All Good (bonne qualité des données dans tous les sous-détecteurs).

Le trigger de plus bas p_T, non préscalé, est choisi : deux photons d'impulsion $p_T > 20\ GeV$, de qualité loose ($2g20_loose$) pour les données 2011, deux photons respectivement d'impulsion $p_T > 35\ GeV$ et $p_T > 25\ GeV$, de qualité loose ($g35_loose_g25_loose$) pour celles de 2012. Les efficacités sont supérieures à 99 %, obtenues par une méthode de bootstrap, à partir du produit des efficacités de trigger pour chaque photon dominant et sous-dominant passant les coupures de qualité et d'isolation. La présélection requiert la présence de photons loose passant la coupure cinématique de base $p_T > 25\ GeV$, passant les coupures fiduciaires ($|\eta| < 2,37$ avec exclusion de la région de transition $1,37 < |\eta| < 1,56$), avec un nettoyage de photons pour rejeter le bruit sporadique. Sur les deux candidats de plus grand p_T, les coupures $p_T^{\gamma_L}/m_{\gamma\gamma} > 0,35$ et $p_T^{\gamma_S}/m_{\gamma\gamma} > 0,25$ sont appliquées respectivement sur le photon dominant et sous-dominant. La coupure relative permet d'éviter la distorsion de la distribution en masse invariante pour une coupure absolue, outre le fait de réduire la corrélation entre $\cos\theta^*$ et $m_{\gamma\gamma}$. La coupure en masse invariante est $105 < m_{\gamma\gamma} < 160\ GeV$, la coupure basse étant appliquée afin de réduire l'effet de seuil du déclenchement.

La calibration en énergie des photons est basée sur des corrections dépendantes de η, de l'ordre de ± 1 % déterminées à partir d'événements $Z \to ee$. L'incertitude sur le terme constant est de l'ordre de 50 %, ce qui fait varier l'incertitude sur la résolution en énergie

entre 5 et 20 % pour des électrons de $p_T \approx 60\ GeV$ suivant la région du calorimètre. L'énergie des photons de la simulation subit une dispersion gaussienne pour tenir compte du terme constant et bien modéliser la distribution réelle dans les données, obtenue en comparant la distribution en masse invariante du $Z \to e^+e^-$ des données et de la simulation. Le terme constant est de l'ordre de 1 % dans le tonneau et entre $1,2$ et $2,1$ % dans le bouchon.

Les variables de forme de gerbe utilisées pour l'identification sont décalées par les différences des moyennes entres données et simulation. Pour les données 2011, l'identification est basée sur un réseau de neurones tandis pour les données 2012, des coupures rectangulaires sont appliquées. L'efficacité d'identification tight choisie varie entre 85 et 95 % sur le domaine en impulsion transverse exploré. L'estimation est obtenue par une méthode de fudging, correspondant à utiliser une simulation Monte-Carlo dont les formes de gerbes sont corrigées par les facteurs correctifs (fudge factors [1]). L'identification basée sur les coupures (2012) a une efficacité dégradée puisque, pour une efficacité égale de signal, celle du bruit de fond augmente de 5 %.

L'isolation utilise l'énergie des clusters topologiques d'énergie positive, corrigée par l'énergie ambiante pour tenir compte de l'effet d'empilement et des événements sous-jacents, et en soustrayant l'énergie déposée par le candidat photon. L'accord entre données et simulation pour l'isolation a été vérifiée sur des électrons de $Z \to ee$ et des photons de $Z \to ee\gamma$. La coupure en isolation calorimétrique est respectivement de $5,5\ GeV$ et $6\ GeV$ pour les campagnes de 2011 et 2012, dans un cône $\Delta R = 0,4$. Une isolation de traces est prise en compte, tenant compte de la somme scalaire de l'impulsion des traces [2] dans un cône $\Delta R = 0,2$ autour du candidat, en utilisant toutes les traces issues du vertex diphoton et en excluant les traces de conversion, avec une coupure inférieure à $2,2\ GeV$ et $2,6\ GeV$ respectivement pour les campagnes de 2011 et 2012. L'efficacité d'isolation est de 95 % pour le signal.

1. Les versions choisies sont la version 8 pour simuler les données de 2011, la version 14 et 15 pour la partie 2012. Dans ce dernier cas, la raison est la non disponibilité de simulation des processus avec de simples photons dans la nouvelle géométrie. La procédure consiste donc pour la campagne 2012 à appliquer un fudge-factor pour prendre en compte le désaccord données-simulation des variables de forme de gerbe, et un autre fudge factor pour tenir compte de l'effet du passage de l'ancienne à la nouvelle géométrie.

2. Les traces respectivement d'impulsion $p_T > 0,4\ GeV$ et $p_T > 1\ GeV$ sont considérées pour 2011 et 2012. Les coupures suivantes sont ajoutées :
- $|z_0 \times \sin\theta| < 5$ et $15\ mm$ respectivement pour 2011 et 2012
- $|d_0| < 0,5$ et $1,5\ mm$ respectivement pour 2011 et 2012
- nombre de hits pixel et SCT supérieur à 9
- pour la campagne 2012, au moins un hit dans la couche b si attendu, c'est-à-dire si le détecteur est fonctionnel dans cette région.

Le choix du vertex et la direction des photons sont déterminés par le pointage du calorimètre électromagnétique et une technique de réseau de neurones utilisant l'information du pointage calorimétrique et des traces : $\sum p_T^2$, $\sum p_T$, angle azimutal $\Delta\phi$ entre le système de traces et la direction du système diphotons.

En raison de l'existence d'un bruit de fond de mêmes états initial et final que le signal : bruit de fond du processus $gg \to \gamma\gamma$ (box), à comparer à la production dominante par fusion de gluons $gg \to H \to \gamma\gamma$, une interférence destructive de l'ordre de quelques pourcents est prise en compte pour la prédiction du nombre d'événements de signal. Pour l'analyse de masse, les valeurs du tableau 8.1 sont utilisées, correspondant à un calcul hybride entre LO et NLO.

$\cos\theta^*$	0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.5	0.5-0.6	0.6-0.7	0.7-0.8	0.8-0.9	0.9-1.0
All	-1.26	-1.27	-1.27	-1.35	-1.48	-1.63	-1.86	-0.13	0.12	0.18

Tableau 8.1 – *Termes d'interférence (en %) en fonction de l'angle* $|\cos\theta^*|$*, pour* $m_H = 125$ *GeV, obtenues par un calcul hybride entre LO et NLO. Source : [3].*

Pour l'analyse de mesures des modes de production, historiquement plus tardive, un rafinement est obtenu, attribuant l'interférence de manière indépendante de $\cos\theta^*$, uniquement pour les catégories non étiquetées, avec les corrections : $-1,38$ %, $+0,09$ %, $-1,36$ %, $+0,04$ %, respectivement pour les catégories non étiquetées centrale faible et grand p_{T_t}, avant faible et grand p_{T_t}.

8.2 Catégorisation

Pour l'analyse finale $H \to \gamma\gamma$ des données des 2011 et 2012, l'optimisation a abouti pour la mesure de la masse à une catégorisation basée sur l'état de conversion, la région angulaire et l'impulsion des photons, tandis que pour la mesure des modes de production du Higgs, la catégorie utilise, outre certaines catégories non exclusives en termes de processus de production, qui utilisent la région angulaire et l'impulsion des photons, des catégories spécifiques pour sonder des processus de production particuliers : VBF, VH, ttH. En cas de recouvrement possible entre catégories, un ordonnancement est choisi.

L'introduction des catégories (avec jets, leptons, etc.) engendre un grand nombre d'objets de natures différentes. Afin d'éviter les doubles comptages pour l'interprétation de dépôts d'énergie en une nature d'objet, une séparation spatiale minimale est requise entre les différents objets : $\Delta R(e,\gamma) > 0,4$, $\Delta R(e,jet) > 0,2$, $\Delta R(\gamma,jet) > 0,4$, $\Delta R(\mu,jet) > 0,4$, $\Delta R(\mu,\gamma) > 0,4$, $\Delta\theta(e,\mu) > 0,005$, $\Delta\phi(e,\mu) > 0,005$.

La catégorisation en régions de η et états de conversion (Fig. 8.1) a été introduite pour l'analyse *EPS* 2011 [4].

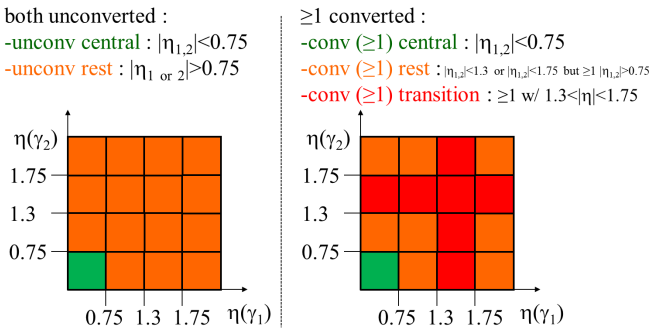


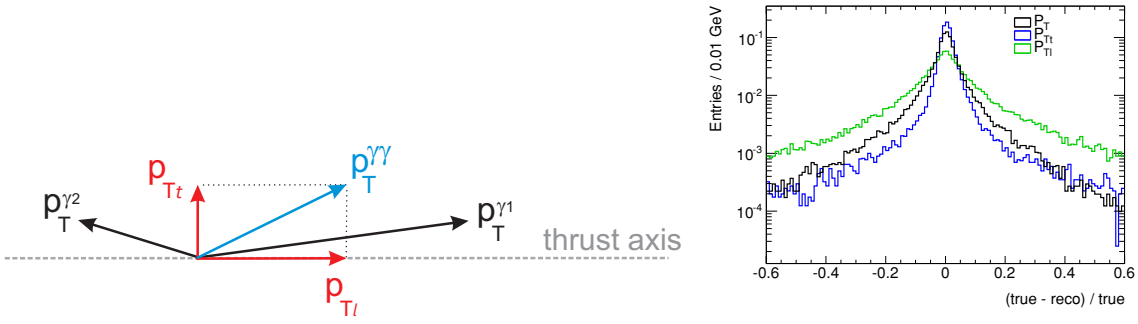
FIGURE 8.1 – *Catégories de conversion et direction utilisées pour l'analyse EPS 2011.*

— La catégorie non convertie centrale, présentant le meilleur critère de résolution en masse invariante et de rapport signal sur bruit, requiert deux photons non convertis dans la région centrale tonneau du calorimètre électromagnétique ($|\eta| < 0,75$).
— La catégorie non convertie restante requiert les événements restants avec photons non convertis, dont au moins un qui ne soit pas dans la région centrale du tonneau du calorimètre électromagnétique.
— La catégorie convertie centrale requiert au moins un photon converti et la présence des deux photons dans la région centrale tonneau du calorimètre électromagnétique.
— La catégorie convertie de la région de transition requiert au moins un photon converti et au moins un photon proche de la région de transition entre le tonneau et le bouchon du calorimètre électromagnétique ($1,3 < |\eta| < 1,75$). La résolution en énergie peut être particulièrement dégradée par l'interaction des électrons de conversion avec la quantité de matière importante dans cette région.
— La catégorie convertie restante requiert les événements restants avec au moins un photon converti.

La quantité de matière plus restreinte dans la région définie comme centrale diminue le phénomène de bremsstrahlung pour les électrons issus de conversion, ce qui améliore la résolution en masse invariante. Dans la région non centrale, outre le fait que la quantité de matière est plus grande, en particulier près de la région proche de $|\eta| = 0,75$ caractéristique de l'augmentation importante de la quantité de matière liée au TRT et aux différents services du détecteur, la direction rasante des photons engendre une précision moindre sur la position du vertex, ce qui contribue à obtenir des résolutions détériorées en masse invariante. La granularité du premier compartiment est légèrement détériorée dans le bouchon par rapport au tonneau. Dans la région centrale, le choix de l'extension plus restreinte en η a tendance à rapprocher les angles des deux photons, ce qui augmente artificiellement l'impulsion transverse du système diphotons. Puisque l'impulsion transverse du Higgs a un potentiel discriminant, cette contribution renforce le rapport signal sur bruit dans la région centrale. Le gain sur la sensibilité en terme de limites est de 6 à 23 % en fonction de la masse du Higgs.

L'impulsion transverse du système diphotons $p_T^{\gamma\gamma}$ a été utilisée pour la première fois dans le cadre de l'analyse fermiophobique [5], ce qui permet une bonne séparation entre signal et bruit de fond grâce aux propriétés du processus VBF alors dominant, impliquant un spectre étendu en cette variable. Une alternative comme choix de variable discriminante pour réaliser une catégorisation est (Fig 8.2a) la composante transverse de $p_T^{\gamma\gamma}$ sur l'axe du thrust $\hat{t} = (\overrightarrow{p_T}(\gamma_1) - \overrightarrow{p_T}(\gamma_2))/|\overrightarrow{p_T}(\gamma_1) - \overrightarrow{p_T}(\gamma_2)|$:

$$|\vec{p}_{T_t}| = |\vec{p}_T^{\,\gamma\gamma} - \vec{p}_T^{\,\gamma\gamma} \cdot \hat{t}| = |\vec{p}_T^{\,\gamma\gamma} \times \hat{t}| = 2 \cdot |p_{x1} \cdot \hat{p}_{y,trust} - p_{y1} \cdot \hat{p}_{x,trust}| \tag{8.1}$$



(a) (b)

FIGURE 8.2 – *(a) Définition de la variable p_{Tt}. Source : [6]. (b) Impact de la résolution du détecteur sur les variables $p_T(\gamma\gamma)$, p_{T_t} et p_{T_l}, pour une simulation d'un processus $gg \to H \to \gamma\gamma$, $m_H = 120$ GeV généré avec PowHeg . Source : [7].*

La composante longitudinale, non utilisée, est définie comme le produit scalaire de $p_T(\gamma\gamma)$ avec le vecteur unitaire du thrust :

$$p_{Tl} = (p_{x1} + p_{x2}) \cdot \hat{p}_x + (p_{y1} + p_{y2}) \cdot \hat{p}_y. \tag{8.2}$$

L'avantage de la variable p_{T_t}, utilisée pour la première fois dans ATLAS durant la note du Conseil de décembre 2011 [6], est d'être davantage discriminante que $p_T^{\gamma\gamma}$, moins corrélée avec la masse diphotons, moins sensible aux effets de résolution (Fig. 8.2b). En effet, pour les faibles valeurs de $p_T^{\gamma\gamma}$, dominantes, correspondant à un grand angle entre les photons donc un angle faible entre le système diphotons et l'axe du thrust, l'incertitude sur la composante longitudinale de $p_T^{\gamma\gamma}$ sur le thrust correspond à l'impulsion $p_T^{\gamma\gamma}$ multipliée par le cosinus d'un angle faible, donc à un effet important, ce qui n'est pas le cas pour la composante transverse à l'axe du thrust. Pour les grandes valeurs de $p_T^{\gamma\gamma}$, correspondant à un angle faible entre photons, la composante transverse suivant l'axe du thrust est prépondérante, de sorte que cette variable est similaire à $p_T^{\gamma\gamma}$. En outre, une catégorisation basée sur $p_T^{\gamma\gamma}$ engendre un effet cinématique qui déforme la décroissance exponentielle de la distribution en masse invariante du bruit de fond, ce qui rend plus difficile la modélisation par un modèle simple. Un tel effet n'apparaît pas pour la variante p_{T_t}.

La figure 8.3 illustre la discrimination de la variable p_{T_t} entre le bruit de fond et le signal. Le gain en sensibilité sur les limites d'exclusion est de 5 à 10 %.

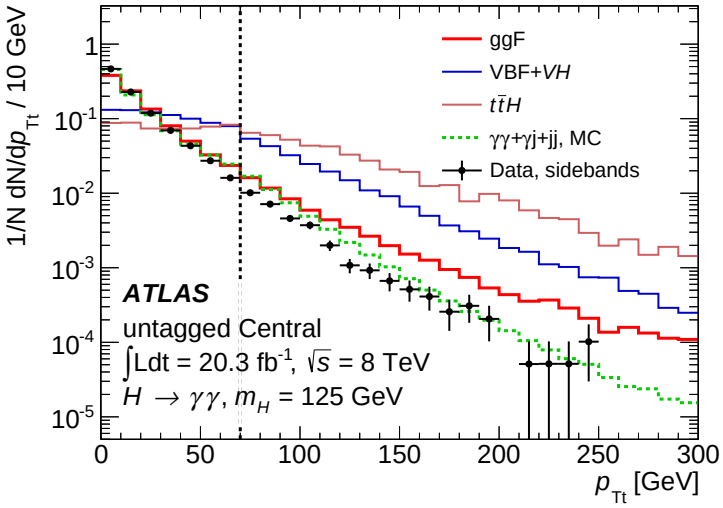
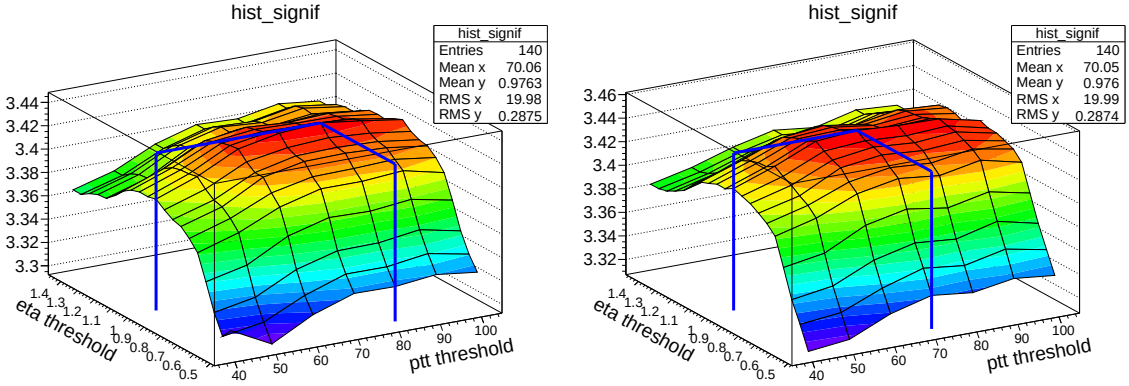


FIGURE 8.3 – *Distribution de la discrimination de la variable p_{T_t} entre le signal de production du boson de Higgs (simulation) et le bruit de fond. Source : [2].*

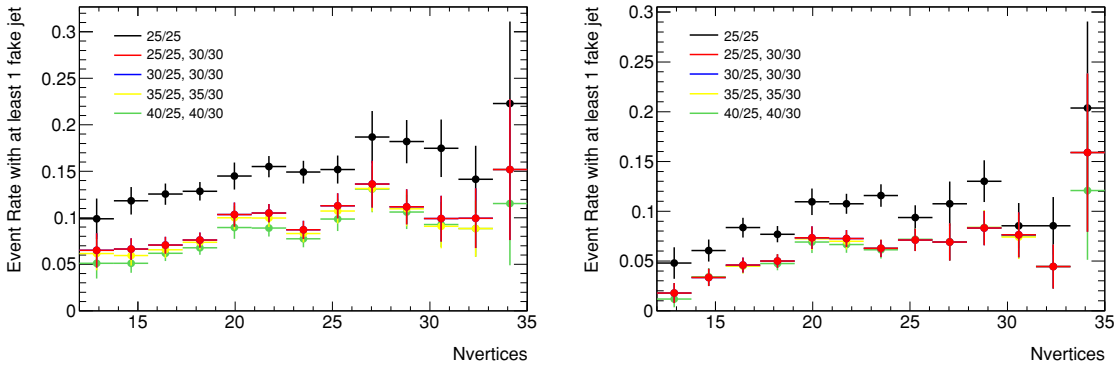
Pour la partie non étiquetée (dominée par la fusion de gluons) de l'analyse dédiée à la mesure des modes de production, une réoptimisation des coupures (Fig. 8.4) aboutit au choix de seuils $p_{T_t} = 70\ GeV$ et $\eta = 0,95$.



(a) (b)

FIGURE 8.4 – *Optimisation des seuils p_{T_t} et η à partir des (a) données réelles et (b) de la simulation, pour la catégorie non étiquetée de l'analyse des modes de production, dominée par la fusion de gluons. Source : [8].*

Des catégories avec des jets sont considérées. Les jets sont requis d'impulsion $p_T > 25\,GeV$, dans une région $|\eta| < 4,5$ avec une variante dans le traitement des jets des données 2012 de la région $2,5 < |\eta| < 4,5$ pour lesquels la coupure est requise de $p_T > 30\ GeV$. En effet, ce choix permet de diminuer le taux de faux jets (Fig. 8.5), en particulier de ce taux avec le nombre de vertex [9]. Le gain en sensibilité est de 3 %.



(a) (b)

FIGURE 8.5 – *Taux d'événements avec au moins un faux jet, sans (a) ou avec (b) la coupure* $\Delta\phi(\gamma\gamma; jj) > 2,6$ *explicitée ultérieurement. Le premier ensemble de nombres (*X/Y *dans la notation* $X/Y, Z/T$*) représente les seuils de coupure en* p_T *de jets (en GeV) du candidat dominant et sous-dominant dans la région centrale, tandis que le second ensemble correspond à la région avant du détecteur. Les points bleus sont exactement en-dessous des points rouges. Source : [9].*

Afin de supprimer les jets d'empilement, les jets dans la région $|\eta| < 2,5$ doivent avoir une fraction de jets associés au vertex ($|JVF|$) supérieure à[3] $0,5$ pour les données de 2011, à $0,25$ pour les données de 2012, ce dernier critère étant utilisé pour les jets de $p_T < 50\ GeV$ dans une région $|\eta| \leq 2,4$. Pour les jets étiquetés b, la coupure JVF est de $0,5$.

3. de $0,75$ pour l'analyse des données 2011 avant la publication finale de $H \to \gamma\gamma$ avec les données de 2011 et 2012.

Une catégorie, dédiée à la sélection de la topologie de production du Higgs par fusion de bosons vecteurs (VBF), est ajoutée à partir de l'analyse de ICHEP 2012 [8]. Outre l'étude du mode de production particulier, il permet de réduire le bruit de fond en créant une catégorie avec un bon rapport signal sur bruit. La signature du mode VBF est caractérisée (Fig. 8.6) par la présence de deux jets de haut p_T issus de quarks, avec une grande séparation en rapidité, dans les régions avant-arrière du détecteur (configuration *Forward Jet Tagging*). Les produits de désintégration du Higgs, en paires de photons, se trouvent entre les jets. En produisant les bosons vecteurs W ou Z qui fusionnent ultérieurement en Higgs, les quarks de la collision n'échangent pas de couleur, ce qui tend à supprimer la radiation supplémentaire de jets entre les deux jets avant/arrière, d'où une coupure possible, dite veto de jets centraux (*Central Jet Veto*) [10] pour rejeter le bruit de fond. Une variante est l'angle entre le système de diphoton et dijets, requis de grande valeur, ce qui revient de façon indirecte à empêcher un jet d'être émis entre les deux systèmes. Indépendant de ce veto, une discrimination est déjà obtenue par l'exploitation de l'impulsion plus importante du Higgs en raison du transfert d'impulsion par les W/Z.

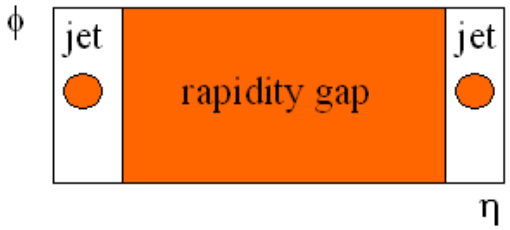


FIGURE 8.6 – *Topologie du processus VBF avec deux jets dans les régions avant-arrière du détecteur et une désintégration centrale du boson de Higgs. Schéma directement inspiré de celui présenté par Bruce Mellado (avec une couleur verte) dans les réunions du groupe Higgs de la collaboration ATLAS, dans les années 2002-2005, et repris sous variantes par l'ensemble de la communauté.*

Le bruit de fond est constitué de la production QCD : bruit de fond irréductible $\gamma\gamma$ en association avec au moins deux jets, bruit de fond réductible avec la production de photons isolés avec au moins trois jets où un jet est reconstruit malencontreusement en photon, et la production multijets avec au moins deux jets renconstruits comme photons, mais aussi le signal de fusion de gluons avec au moins deux jets de radiation.

Différentes variables topologiques (Fig. 8.7) sont utilisées à partir des informations des jets [11].

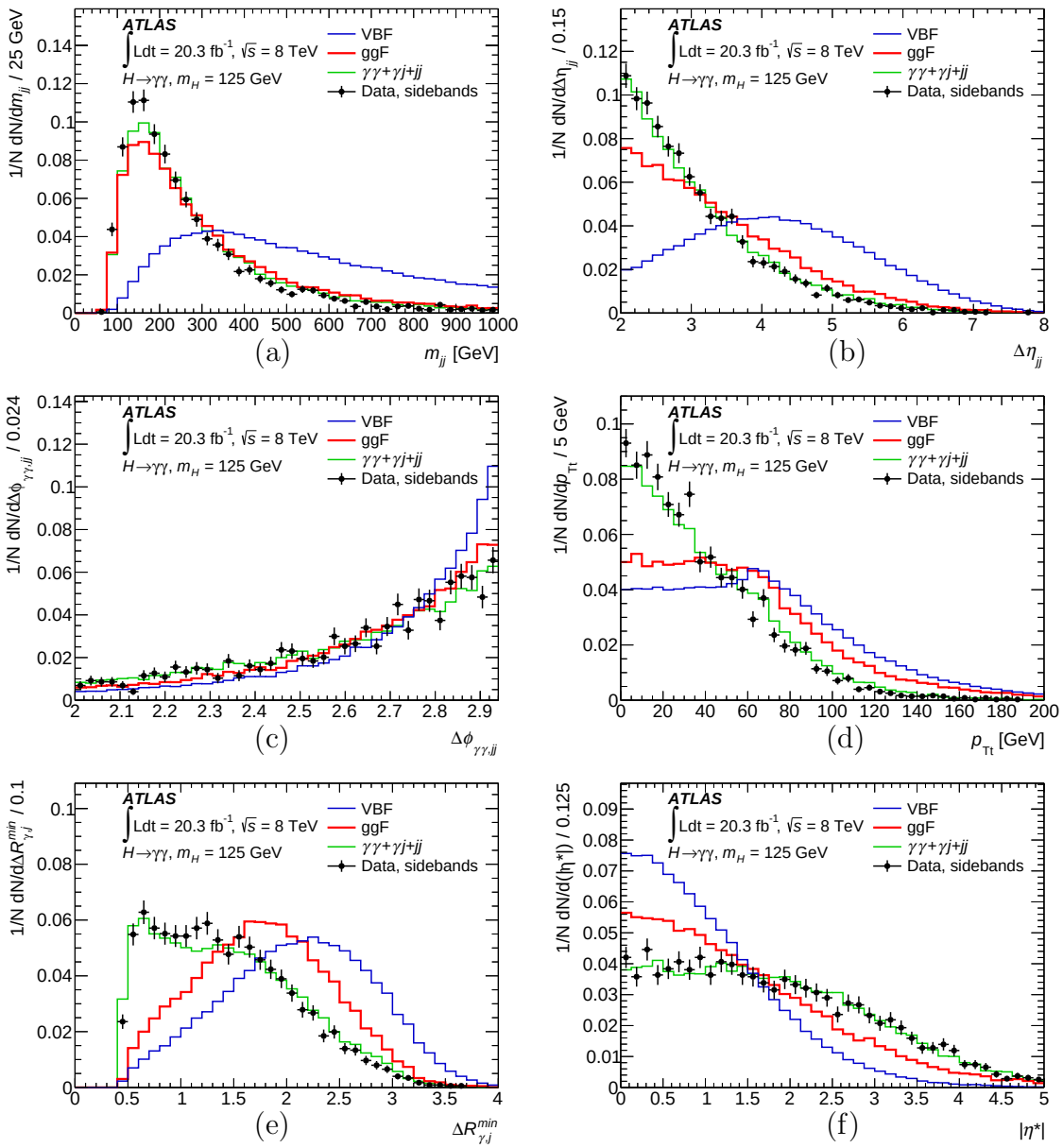


FIGURE 8.7 – *Distributions de propriétés des jets pour la sélection de la catégorie VBF : (a) masse invariante m_{jj} des deux jets de p_T dominants, (b) écart angulaire $\Delta\eta_{jj}$ entre les deux jets de p_T dominants, (c) écart $\Delta\phi_{\gamma\gamma;\,jj}$ entre les photons et jets sélectionnés, (d) p_{T_t}, (e) distance $\Delta R^{min}_{\gamma,j}$ entre photon et jet, (f) variable de Zeppenfeld. Source : [2].*

Pour Moriond 2013, afin d'augmenter la sensibilité du mode de production VBF, cette catégorie est divisée en deux sous-catégories, une de contrainte sévère, une plus lâche, en utilisant pour l'analyse nominale un arbre de décision stimulé (MVA) utilisant 6 variables discriminantes : la masse invariante m_{jj} des deux jets dominants [4], leur séparation

4. Les pseudo-rapidités η_{j1} et η_{j2} sont considérées dans les variables pour l'optimisation, avant la

en pseudo-rapidité $\Delta\eta_{jj}$, la valeur p_{T_t} du système diphotons, la différence en angle azimutal $\Delta\phi_{\gamma\gamma;jj}$ entre le système diphotons et dijets, la pseudo-rapidité $\eta^* = \eta_{\gamma\gamma} - \frac{\eta_{j_1}+\eta_{j_2}}{2}$ (dite variable de Zeppenfeld) du système diphotons dans le référentiel de la pseudo-rapidité des jets d'étiquetage, tel qu'introduit dans [10], la distance minimale $\Delta R^{\gamma j}_{min}$ entre un des photons et un des jets. Une autre approche avec des coupures est réalisée pour vérifier la robustesse de l'analyse, toujours avec deux catégories VBF, une serrée, utilisant les coupures $\Delta\phi(\gamma\gamma; jj) > 2,6$, $|\eta^*| < 2,4$, $\Delta R(\gamma; j) > 2$, $\Delta\eta_{jj} > 2,8$, $m_{jj} > 520\ GeV$, une lâche utilisant les coupures $\Delta\phi(\gamma\gamma; jj) > 2,8$, $\Delta\eta_{jj} > 2,8$, $m_{jj} > 400\ GeV$.

La significance utilisée pour optimiser la catégorie est :

$$\sqrt{2 \times (N_{VBF} + N_{ggF} + N_{bkg} \times ln\left(1 + \frac{N_{VBF}}{N_{ggF} + N_{bkg}}\right) - N_{VBF}} \tag{8.3}$$

L'analyse de la publication finale conduit à deux catégories MVA VBF (Fig. 8.8). La catégorie lâche requiert une coupure sur la variable multivariée $0,3 < MVA < 0,83$. La catégorie serrée requiert une coupure sur la variable multivariée $MVA > 0,83$. Les coupures topologiques supplémentaires pour ces deux catégories sont $\Delta\eta_{jj} > 2$, $|\eta^*| = |\eta_{\gamma\gamma} - \frac{\eta_{j_1}+\eta_{j_2}}{2}| < 5$. La figure 8.8 présente la distribution de la variable BDT.

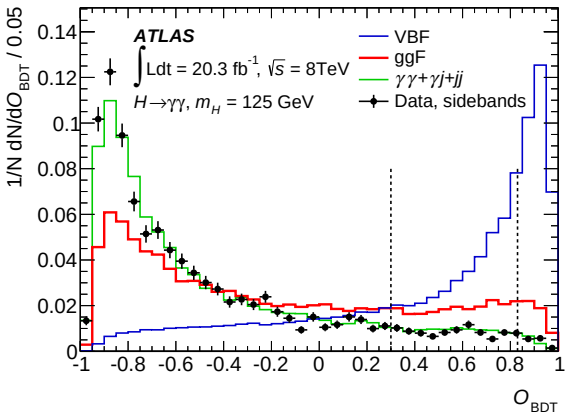


FIGURE 8.8 – *Réponse de la variable MVA dédiée à la sélection du processus VBF pour différents processus. Les lignes rouges indiquent les coupures pour la catégorie VBF loose et tight. Source : [2].*

Une catégorie lepton (e ou μ) est ajoutée pour l'analyse du conseil du CERN 2012, sensible en particulier aux désintégrations $W(\to l\nu)H$ et $Z(\to ll)H$ et améliorée pour Moriond 2013. Une catégorie spécifique dileptons (décrite par la suite) est ajoutée pour l'analyse de 2014 de sorte que la catégorie lepton sélectionne principalement la topologie de production WH du signal, avec la désintégration $W \to l\nu$. Les candidats électrons, de qualité medium pour 2011, likelihood loose pour 2012, sont requis de $p_T > 15\ GeV$ et dans la région $|\eta| < 2,47$. Les candidats muons sont requis de $p_T > 10\ GeV$ et dans la région $|\eta| < 2,7$. Une coupure sur l'isolation relative à l'impulsion transverse est utilisée,

publication finale de 2014, puis retirées compte tenu de l'absence de gain.

ce qui améliore à la fois l'efficacité du signal et la réjection du bruit de fond par rapport à une coupure absolue. Les coupures sont une isolation relative dans un cône de taille $R = 0,2$: isolation calorimétrique relative $isol^{calo}/p_T < 0,2$ et isolation de traces relative $isol^{tracks}/p_T < 0,15$. Afin de déduire la contamination par un bruit de fond $Z(ee)\gamma$, où un des électrons est confondu en photon de sorte que l'événement réussit la sélection $\gamma\gamma + e$, un veto pour cette catégorie est réalisé si la masse invariante de l'électron avec un des deux photons est dans la gamme $84\ GeV < m_{e\gamma} < 94\ GeV$, et également si un photon passe la coupure de qualité électron $medium{+}{+}$ pour les données 2012, de qualité likelihood loose électron pour les données de 2011. Des coupures supplémentaires sont appliquées : $signif_{MET} > 1,5\ \sigma$ (Fig. 8.9a) afin de séparer $W(l\nu)H$ de $Z(ll)H$, et un critère d'absence de jet de $p_T > 20\ GeV$ de mauvaise qualité, ce qui engendrerait une mauvaise reconstruction de l'énergie transverse manquante. La composition du bruit de fond est présentée sur la figure 8.9b.

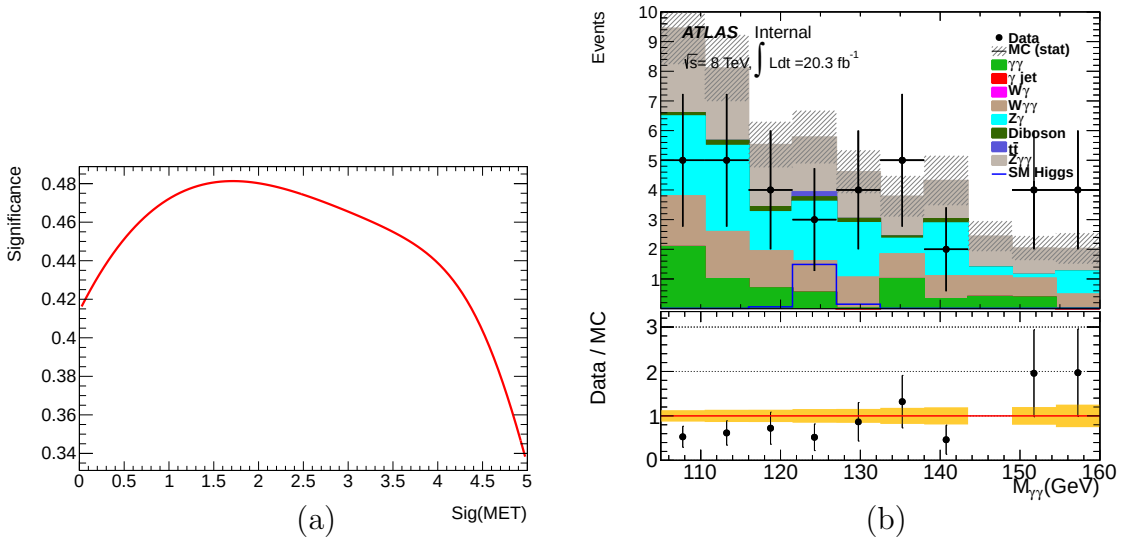


FIGURE 8.9 – *(a) Variation de la significance attendue pour le signal VH leptonique en fonction de la coupure sur la significance de l'énergie transverse manquante (MET). (b) Composition du bruit de fond pour la catégorie $VH - 1$ lepton. Source : [12].*

Une catégorie VH $(V = W, Z)$ hadronique, avec deux jets hadroniques à basse masse est ajoutée pour l'analyse du Conseil 2012, avec des coupures sensibles à la désintégration $W(\to\ jj)H$ et $Z(\to\ jj)H$. Les coupures topologiques (Fig. 8.10) permettent de réduire le bruit de fond QCD : $m_{jj} \in\ [60; 110]\ GeV$, $\Delta\eta_{jj} < 3,5$, $p_{T_t} > 70\ GeV$, $|\eta_{\gamma\gamma} - \eta_{jj}| < 1$, p_{T_t}. La coupure $\Delta\eta_{jj} < 3,5$ est directement corrélée avec la coupure en masse invariante de paire de jets, n'apportant pas ainsi de sensibilité supplémentaire, de sorte qu'elle peut être ignorée si la coupure en masse invariante de paire de jets est appliquée. Cette catégorie est utilisée pour l'analyse des modes de production de la publication finale de 2014.

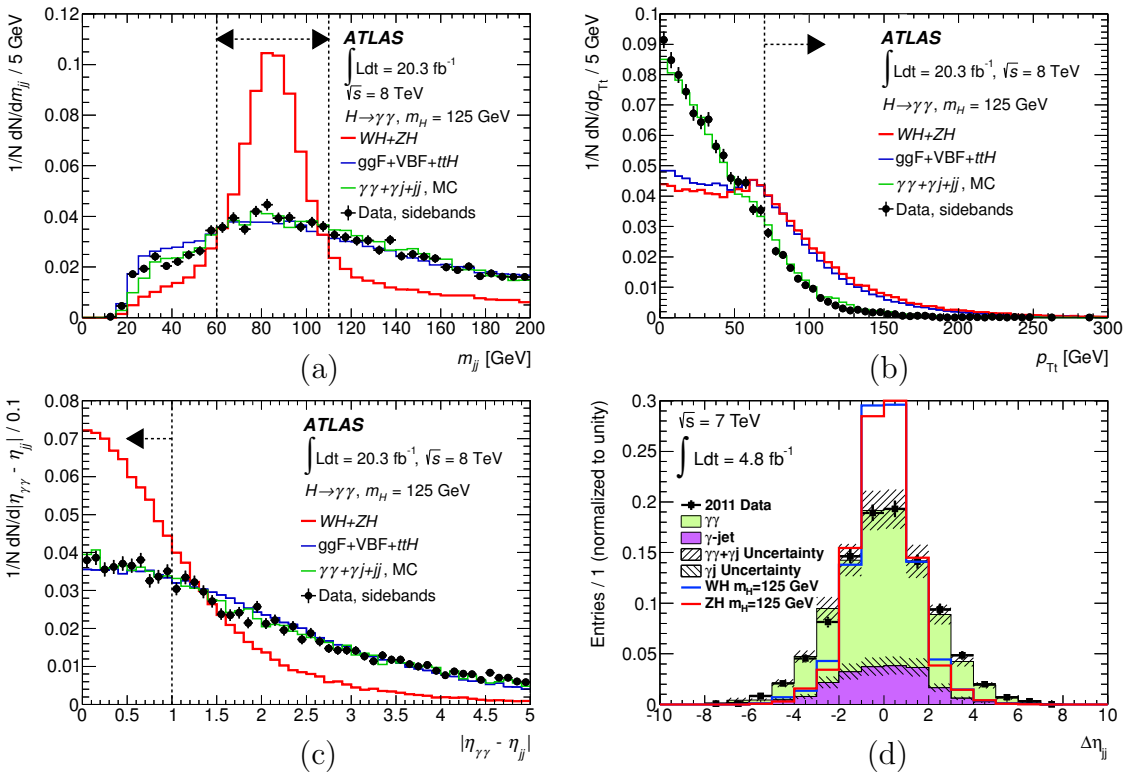


FIGURE 8.10 – *Distributions de propriétés des jets pour la sélection de la catégorie VH hadronique à basse masse : (a) masse invariante m_{jj} des deux jets de p_T dominants, (b) p_{T_t} du système diphotons, (c) écart angulaire $|\eta_{\gamma\gamma} - \eta_{jj}|$ entre le système diphotons et dijets, (d) écart angulaire $\Delta\eta_{jj}$ entre les deux jets de p_T dominants. Source : (a-c) : [2], (d) : [13].*

Pour l'analyse Moriond 2013, une catégorie MET est ajoutée, sensible aux processus $W(\to\ l\nu)H$, $Z(\to\ \nu\bar{\nu})H$, mais aussi ttH. La sélection requiert l'absence de jet de $p_T >\ 20\ GeV$ de mauvaise qualité, ce qui engendrait une mauvaise reconstruction de l'énergie transverse manquante. Afin de rejeter les contributions de faux MET et du bruit dans le calorimètre et de prendre en compte l'empilement élevé qui détériore la résolution sur la MET, proportionnelle à $\sqrt{\sum E_T}$, une coupure sur la significance (Fig. 8.11) de MET est choisie, où :

$$signif_{MET} = \frac{MET}{k\sqrt{\sum E_T}} \tag{8.4}$$

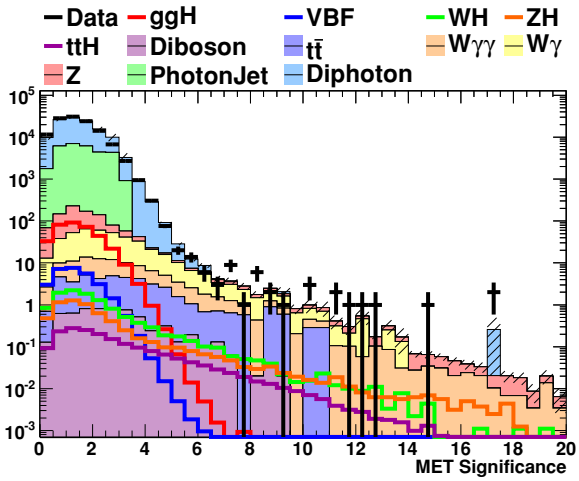
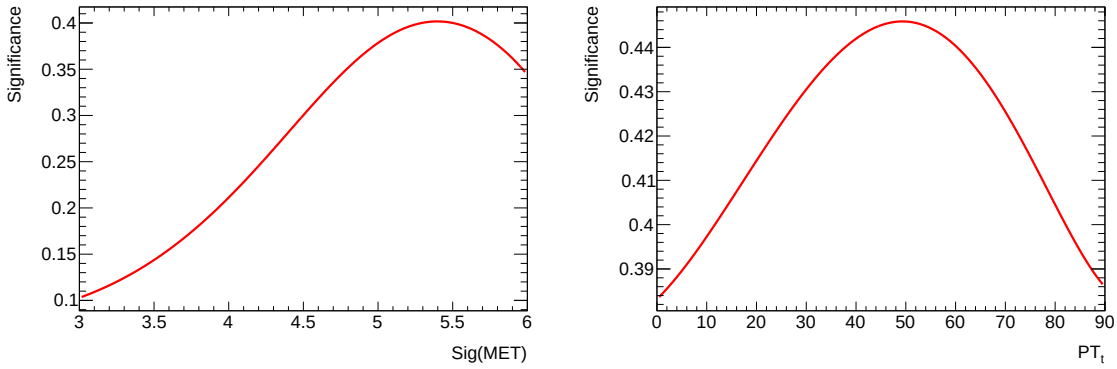


FIGURE 8.11 – *Significance de MET pour les différents processus de signal, bruit de fond, données. Source : [14].*

Le seuil choisi (Fig. 8.12a) est 5 σ. Le paramètre $k = 0,67$ est extrait des données de 2011 par le groupe de travail dédié. Le changement des conditions de prise de données change la valeur de k, mais ajuster le seuil de significance en MET permet de prendre en compte la valeur appropriée pour l'analyse considérée, ce qui est le cas. Un important bruit de fond à l'analyse $H \to \gamma\gamma$ présentant de l'énergie transverse manquante est issu de processus électrofaibles, notamment ceux avec la désintégration $W(\to e\nu)\gamma$, où l'électron est mal reconstruit en photon. Pour cela, un veto est réalisé si un photon passe la qualité électron medium++, modifié en qualité électron likelihood loose plus plus [15] pour la publication finale de 2014. Cette coupure permet en outre de de supprimer le bruit de fond $Z \to ee$ où un électron est confondu en photon. Une coupure (Fig. 8.12b) $p_{T_t} > 20\ GeV$ est appliquée pour la publication finale de 2014.



(a) (b)

FIGURE 8.12 – *Variation de la significance attendue pour le signal VH avec de l'énergie transverse manquante, en fonction de (a) la coupure sur la significance de l'énergie transverse manquante (MET), ou (b) de la coupure p_{T_t}. Les coupures choisies sont un compromis entre une bonne significance et une statistique suffisante. Source : [12].*

La composition du bruit de fond est présentée sur la figure 8.13.

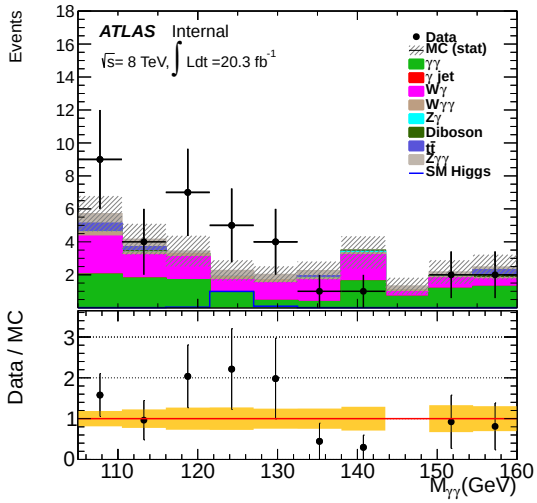


FIGURE 8.13 – *Composition du bruit de fond pour la catégorie VH avec énergie transverse manquante. Source : [12].*

Une catégorie dileptons est ajoutée pour l'analyse des modes de production de la publication finale de 2014. Cette catégorie sélectionne la topologie de production ZH du signal, avec la désintégration $Z \to ll$. La sélection requiert deux leptons de mêmes saveurs, de charges opposées, de masse invariante $70 < m_{ll} < 110\ GeV$.

Avec les coupures nominales, le bruit de fond $Z + jets$ est trop faible pour être estimé. Pour ce faire, deux sélections relâchées sont considérées : soit en relachant la coupure en p_T des photons 15 GeV, soit, en outre du relâchement de coupure en p_T des photons, en relâchant leur qualité. La figure 8.14 présente le bruit de fond attendu pour la sélection nominale.

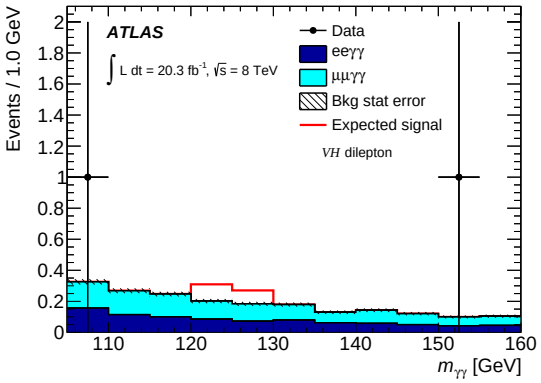


FIGURE 8.14 – *Composition du bruit de fond pour la catégorie ZH dileptons. Source : [2].*

Deux catégories pour sonder le processus ttH (Fig. 8.15) sont ajoutées pour la publication finale de 2014. La première recherche une topologie avec au moins une désintégration leptonique d'un W issu des quarks top. La sélection requiert au moins un électron ou muon, un veto d'événement compatible avec la désintégration $Z \to ll$ où un électron

est confondu en photon, par la coupure $84 < m_{e\gamma} < 94\ GeV$, ainsi qu'une topologie de jets [16] correspondant à :

— soit $\geq$ 1 jet de $p_T > 25\ GeV$ étiqueté b par l'algorithme $MV1c$ au point de fonctionnement d'efficacité d'étiquetage 80 % et $MET > 20\ GeV$

— soit $\geq$ 2 jets de $p_T > 25\ GeV$ étiquetés b par l'algorithme $MV1c$ au point de fonctionnement d'efficacité d'étiquetage 80 %.

La deuxième recherche une topologie avec la désintégration doublement hadronique des W issus des quarks top. La sélection requiert un veto de lepton, ainsi qu'une topologie de jets correspondant à :

— soit ≥ 6 jets de $p_T > 25\ GeV$ dont ≥ 2 jets étiquetés b par l'algorithme $MV1c$ au point de fonctionnement d'efficacité d'étiquetage 80 %

— soit ≥ 6 jets de $p_T > 30\ GeV$ dont ≥ 1 jet étiqueté b par l'algorithme $MV1c$ au point de fonctionnement d'efficacité d'étiquetage 60 %

— soit ≥ 5 jets de $p_T > 30\ GeV$ dont ≥ 2 jets étiquetés b par l'algorithme $MV1c$ au point de fonctionnement d'efficacité d'étiquetage 70 %.

Pour l'analyse de 2011, seule la sélection $6j2b$ est utilisée pour la catégorie ttH hadronique, avec un point de fonctionnement de 85 %, car seule la calibration de jet de b avec ce point de fonctionnement est disponible.

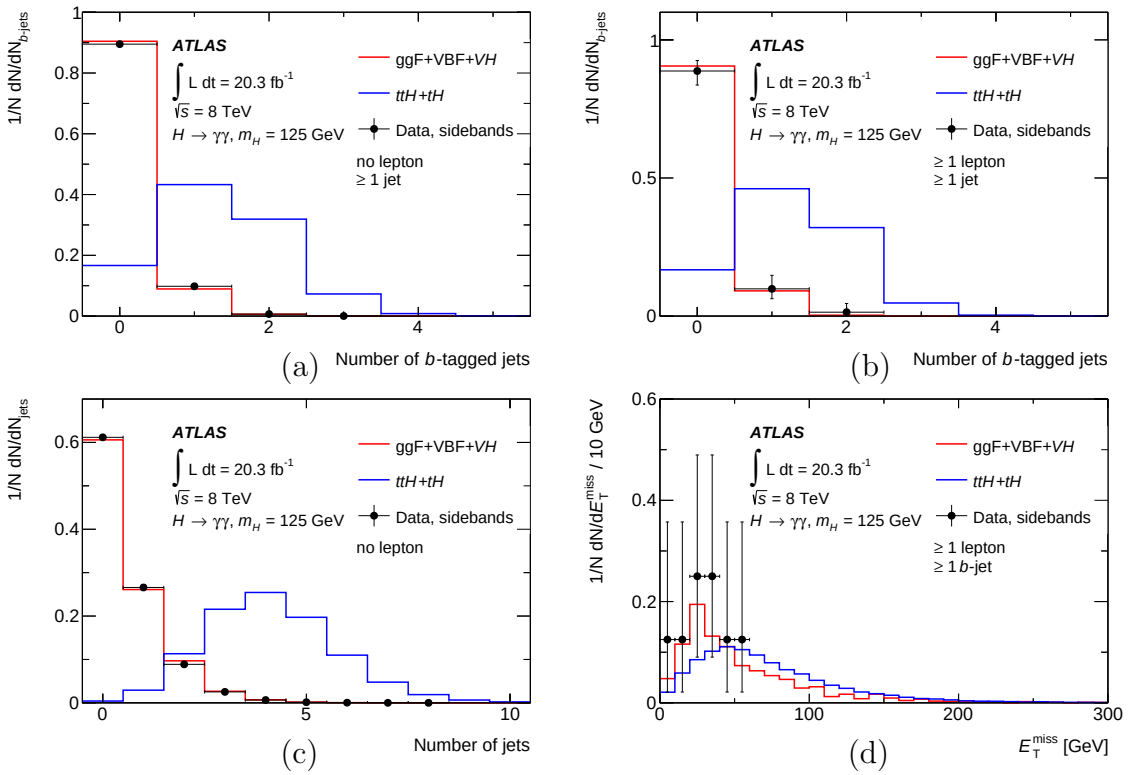


FIGURE 8.15 – *Distributions de propriétés pour la catégorie ttH. Source : [2].*

La mesure précise de la masse a conduit à la comparaison de plus de 30 modèles [17] de catégories. Le choix résulte d'un compromis entre la meilleure erreur attendue sur la masse du candidat Higgs à $m_H = 126,5\ GeV$ et $\mu = 1$, et le coût d'une catégorisation trop complexe. Le modèle retenu, à 10 catégories, utilisé pour la publication finale des données de 2012 et 2011 est constitué des catégories suivantes :

— central non converti, faible p_{T_t}
— central non converti, grand p_{T_t}
— reste non converti, faible p_{T_t}
— reste non converti, grand p_{T_t}
— transition non converti
— central converti, faible p_{T_t}
— central converti, grand p_{T_t}
— reste converti, faible p_{T_t}
— reste converti, grand p_{T_t}
— transition converti

L'événement est de faible ou grand p_{T_t} par rapport au seuil 70 GeV, ou de quelconque valeur (transition). Les deux photons sont non convertis, ou au moins un est converti. Les deux photons sont soit dans la région centrale $|\eta| < 0,75$, soit (reste) les deux photons ne sont pas dans la région de transition $1,3 < |\eta| < 1,75$ mais au moins n'est pas dans la région centrale, soit (transition) au moins un photon est dans la région de transition.

Pour la mesure des modes de production, les catégories non étiquetées en termes de processus, c'est-à-dire dominées de façon naturelle par le processus de plus grande section efficace : fusion de gluons, sont réoptimisées et simplifiées par rapport au modèle historique, puisque la découverte est dès lors bien établie, et que la sensibilité n'est pas détériorée. L'optimisation utilise pour le bruit de fond un mélange des processus $\gamma\gamma$, γj, jj à leur prorata obtenu par les mesures de pureté, ce qui aboutit à une catégorisation en p_{T_t} et η, avec les seuils 70 GeV et $0,95$, sans utiliser l'état de conversion.

Le modèle à 12 catégories pour la mesure des modes de production, optimisé pour minimiser l'erreur sur les forces de signal de chaque mode, utilisé pour la publication finale des données de 2012 et 2011 est constitué des catégories suivantes :

— central, faible p_{T_t}
— central, grand p_{T_t}
— avant, faible p_{T_t}
— avant, grand p_{T_t}
L'événement est de faible ou grand p_{T_t} par rapport au seuil $< 70\ GeV$. Les deux photons sont soit dans la région centrale $|\eta| < 0,95$ ou au contraire, au moins un photon n'est pas dans la région centrale.
— VBF, lâche (par approche MVA ou par coupure)
— VBF, serrée (par approche MVA ou par coupure)
— VH hadronique
— VH MET
— VH 1-lepton
— ZH 2-lepton
— ttH hadronique
— ttH leptonique

La figure 8.16 présente la catégorisation pour la publication de l'analyse des modes de production.

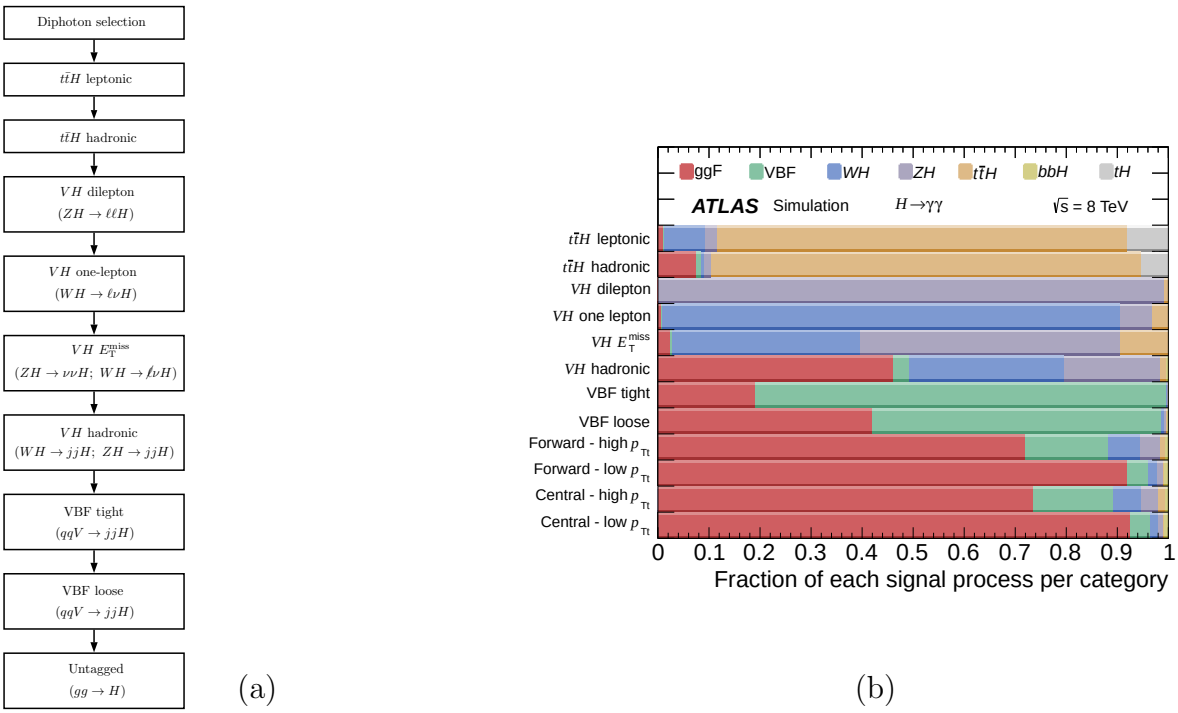


FIGURE 8.16 – *(a) Organigramme des différentes catégories utilisées pour la publication 2014 de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de mesures des modes de production. (b) Fraction du signal des différents processus dans les catégories. Source (a, b) : [2].*

8.3 Composition du bruit de fond

La mesure de la composition du bruit de fond est réalisée pour contrôler, évaluer, comprendre sa nature et optimiser la sensibilité, bien que pour l'analyse typique de l'extraction d'un signal dans le canal $H \to \gamma\gamma$, seul le bruit de fond total, pouvant être déterminé directement par un ajustement sur les données, intervient dans le traitement statistique. La composition du bruit de fond est étudiée par différentes méthodes, aboutissant à des résultats compatibles : modèle à deux dimensions (template $2D$), $1 \times 2D$, $2 \times 2D$, de la matrice, et une méthode dédiée pour le bruit de fond Drell-Yan. Les résultats pour les composantes $\gamma\gamma$, γj, jj sont présentés dans le tableau 8.2 et la figure 8.17 pour l'analyse du conseil du CERN 2012.

7 TeV sample composition

Component	2x2D	1x2D	2D Template Fit	4×4-matrix
$\gamma\gamma + DY$	$19\,062 \pm 205^{+925}_{-875}$	$18\,985 \pm 155^{+1684}_{-1938}$	$18\,362 \pm 163^{+913}_{-758}$	$18\,179 \pm 172^{+1003}_{-1190}$
$\gamma j + j\gamma$	$4\,350 \pm 122^{+706}_{-757}$	$4\,084 \pm 20^{+1648}_{-1432}$	$5\,068 \pm 61^{+476}_{-642}$	$5\,021 \pm 64^{+741}_{-726}$
jj	$393 \pm 27^{+114}_{-138}$	$719 \pm 13^{+290}_{-252}$	$391 \pm 9^{+91}_{-101}$	$569 \pm 14^{+280}_{-172}$
DY		$325 \pm 3 \pm 30$		
$\gamma\gamma$ Purity	$(80 \pm 4)\%$	$(80^{+7}_{-8})\%$	$(77^{+4}_{-3})\%$	$(76^{+4}_{-5})\%$

8 TeV sample composition

Component	1×2D	2D Template Fit	2×2D	4×4-matrix
$\gamma\gamma + DY$	$61556 \pm 281^{+3703}_{-2852}$	55674 ± 2888	58690^{+1670}_{-2000}	$63526 \pm 305^{+1694}_{-1184}$
γj	$9658 \pm 38^{+1862}_{-2822}$	15518 ± 3165	16560^{+2150}_{-1330}	$9675 \pm 72^{+834}_{-1265}$
$j\gamma$	$3921 \pm 15^{+1961}_{-1961}$	2735 ± 327		$2336 \pm 50^{+369}_{-387}$
jj	$2295 \pm 32^{+278}_{-422}$	183^{+3079}_{-183}	2240^{+230}_{-1000}	$1849 \pm 17^{+242}_{-296}$
DY		$382.8 \pm 6.1 \pm 64.63$		
$\gamma\gamma$ Purity	$(79^{+5}_{-4})\%$	$(75^{+3}_{-4})\%$	$(76 \pm 3)\%$	$82.1 \pm 0.4^{+2.2}_{-1.5}\%$

Tableau 8.2 – *Décomposition du bruit de fond pour l'analyse du conseil du CERN 2012. Source : (a) : [18], (b) : [19].*

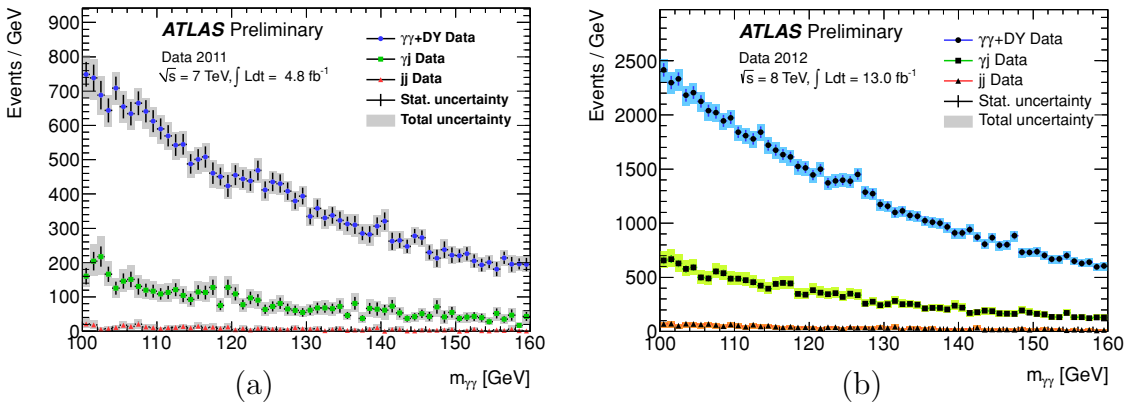


FIGURE 8.17 – *Composition des événements $\gamma\gamma$ sélectionnés par l'analyse du conseil du CERN 2012. Source : (a) : [8], (b) : [20].*

La figure 8.18 présente la composition du bruit de fond pour la publication de 2014. Les contributions relatives, obtenues par la méthode $2 \times 2D$, des candidats $\gamma\gamma$, γj, jj pour 2011 à $\sqrt{s} = 7\ TeV$ (respectivement pour 2012 à $\sqrt{s} = 8\ TeV$) sont $84 \pm 8\%$, $15 \pm 8\%$, $1 \pm 1\%$ (respectivement 77 ± 3 %, 20 ± 2 %, 3 ± 1 %).

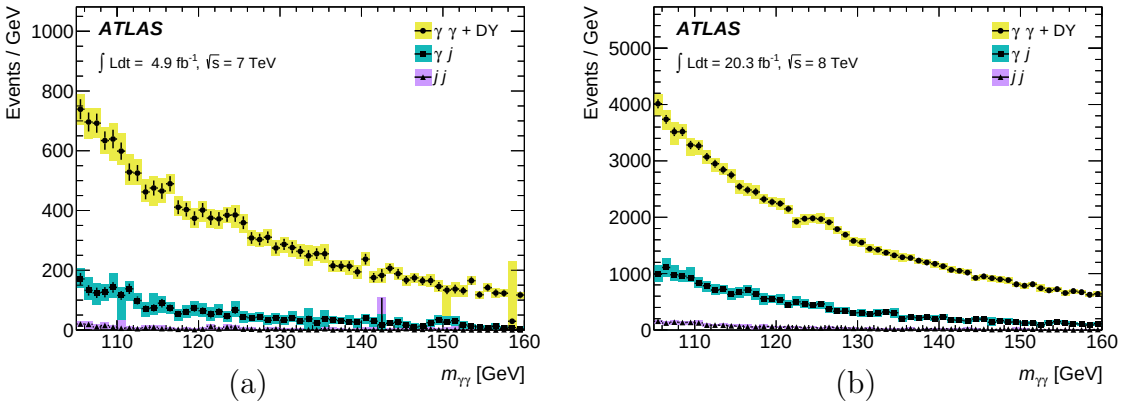


FIGURE 8.18 – *Composition du bruit de fond pour les campagnes (a) 2011 et (b) 2012 des événements sélectionnés par l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de la publication 2014. Source : [2].*

8.4 Signal

Le tableau 8.3 résume les échantillons utilisés pour la modélisation du signal.

Process	Generator	Showering	PDF set	Order of calculation	σ[pb] $\sqrt{s} = 7$ TeV	σ[pb] $\sqrt{s} = 8$ TeV
ggH	POWHEG-BOX	PYTHIA8	CT10	NNLO(QCD)+NLO(EW)	15.04	19.15
VBF	POWHEG-BOX	PYTHIA8	CT10	NLO(QCD+EW)+app.NNLO(QCD)	1.22	1.57
WH	PYTHIA8	PYTHIA8	CTEQ6L1	NNLO(QCD)+NLO(EW)	0.57	0.70
ZH	PYTHIA8	PYTHIA8	CTEQ6L1	NNLO(QCD)+NLO(EW)	0.33	0.41
ttH	POWHEL	PYTHIA8	CT10	NLO(QCD)	0.09	0.13
$tHbj$	MADGRAPH	PYTHIA8	CT10	NLO(QCD)	0.01	0.02
WtH	MADGRAPH5_AMC@NLO	HERWIG++	CT10	NLO(QCD)	<0.01	<0.01
bbH	-	-	-	5FS(NNLO)+4FS(NLO)	0.15	0.20

Tableau 8.3 – *Résumé des générateurs d'événements utilisés pour modéliser le signal. Les sections efficaces sont pour $m_H = 125,4\ GeV$. Source : [2].*

Les échantillons utilisés pour la production du signal sont notamment PowHeg+Pythia 8 pour la fusion de gluons et le processus VBF, Pythia 8 pour la production associée WH et ZH, et PowHel+Pythia 8 ttH. La section efficace de production du Higgs standard est calculée [21] au moins à l'ordre NLO du développement perturbatif : processus de fusion de gluons au $NNLO\ QCD$ avec resommation des contributions de gluons mous jusqu'au $NNLL$ et corrections électrofaibles au NLO, fusion de bosons vectoriels (VBF) au $NNLO\ QCD$ avec corrections électrofaibles au NLO, production associée avec un W ou un Z au $NNLO$ QCD avec corrections électrofaibles au NLO, production associée avec une paire de quarks top au $NLO\ QCD$. Le processus tH, dont la section efficace est

calculée au NLO, est ajouté pour les catégories ttH de l'analyse des modes de production, à travers les processus $tHbj$ et WtH. La contribution du processus bbH, dont les échantillons de simulation complète ne sont pas disponibles au moment de la préparation de l'analyse de la publication finale des données de 2011 et 2012, de magnitude environ $1,1$ % de ggH, est prédite en repondérant la contribution des autres processus, en tenant compte du fait que la dépendance en masse de ce processus est similaire à ttH tandis que la dépendance en efficacité est similaire à bbH :

$$N_{bbH}(m_H) = \underbrace{\frac{N_{ttH}(m_H)}{N_{ttH}(125.5\ GeV)}}_{mass\ dependence} N_{ggH}(125.5\ GeV) \underbrace{\frac{\sigma_{bbH}(125.5\ GeV)}{\sigma_{ggH}(125.5\ GeV)}}_{efficiency\ dependence} \tag{8.5}$$

La section efficace bbH est calculée par une combinaison [22, 23] entre un ordre QCD au NLO [24–26] et au $NNLO$ [27]. Pour la publication des modes de production, le nombre d'événements bbH suit la prescription plus précise suivante :

$$N_{bbH}(m_H) = N_{ggH}(m_H)\frac{\sigma_{bbH}(m_H)}{\sigma_{ggH}(m_H)} \tag{8.6}$$

Le processus de fusion de gluons, produit par Powheg, subit une correction pour améliorer la prédiction du spectre en p_T par rapport à la prédiction du générateur. La repondération permet d'être en accord avec la prédiction de HRes 2.1 [28], programme à l'ordre $NNLO + NNLL$, incluant les effets de masse exacte de top et bottom et leur interférence [29], et utilisant l'échelle dynamique $\sqrt{m_H^2 + (p_T^H)^2}$. La pondération est réalisée de manière dynamique, permettant d'avoir un accord du spectre de p_T du Higgs, inclusif en N_{jets}, un accord de la distribution p_T du Higgs en présence de $N_{jets} \geq 2$ avec la prédiction $NLO + PS$ de $MINLO\ HJJ$, et un accord de la prédiction de $N_{jets} = 0, 1, 2$ à l'ordre $NNLO$ de JetVHeto. Les processus VBF, WH, ZH sont repondérés par rapport à la prédiction de l'impulsion transverse du programme Hawk [30], programme au NLO QCD, avec correction électrofaible. Comme le processus ggH à l'ordre LO a un p_T nul tandis que les processus de production associée WH, ZH, ttH ont un p_T non nul, l'effet de repondération de p_T est bien plus important pour le processus ggH que les autres processus.

Le rapport d'embranchement est calculé par le programme HDecay, et corrigé des largeurs partielles de désintégration de $H \to WW/ZZ \to 4f$ calculées par Prophecy. L'incertitude sur le rapport d'embranchement est évalué de l'ordre à 5 %. Les échantillons de simulation pour l'analyse 8 TeV contiennent, outre la désintégration $H \to \gamma\gamma$, la désintégration Dalitz $H \to \gamma(\gamma/Z)^*$. La prédiction du signal tient compte de cette particularité en :

— excluant les événements Dalitz pour la normalisation de la luminosité équivalente du lot (événements avant sélection), puisque le rapport d'embranchement $BR(H \to \gamma\gamma)$ ne contient pas par définition ce processus,

— conservant les événements Dalitz pour les événements sélectionnés, puisque la résonance observée, de résolution expérimentale non suffisante pour les séparer, les contient.

Le rapport d'embranchement des événements Dalitz a été simulé dans la production avec un taux correspondant à $BR(H \to \gamma f\bar{f})/[BR(H \to \gamma f\bar{f}) + BR(H \to \gamma\gamma)]$ de $6,1$ %. Une autre estimation [31], moins fiable, non basée sur des coupures d'analyse, est de 10 %.

Le modèle de signal utilise un ajustement simultané des échantillons de masses différentes afin d'obtenir une distribution de type Crystall-Ball plus gaussienne, paramétrisée en fonction de m_H :

$$\begin{aligned} \mu_{CB} &= m_H + shift^{CB} + (m_H - 125).slope_{\mu}^{CB} \\ \sigma_{CB} &= \sigma_{125}^{CB} + (m_H - 125).slope_{\sigma}^{CB} \\ \mu_{GA} &= m_H + shift^{GA} + (m_H - 125).slope_{\mu}^{GA} \\ \sigma_{GA} &= \kappa.\sigma_{CB} \end{aligned} \tag{8.7}$$

avec α non paramétrisé et n fixé à 10.

La figure 8.19 présente la distribution en masse invariante inclusive du signal pour $m_H = 125\ GeV$ et la campagne 2012 de la publication finale.

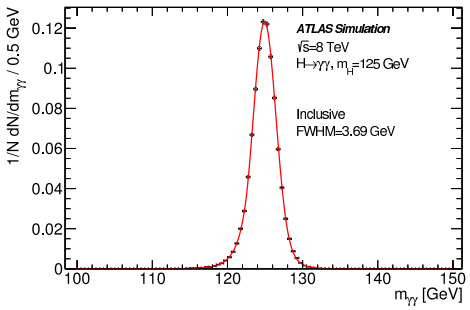


FIGURE 8.19 – *Distribution en masse invariante du signal simulé, pour une masse de Higgs de* 125 *GeV, pour la campagne de 2012. Source : [1].*

La figure 8.20 présente les distributions en masse invariante pour deux catégories de 2012 de l'analyse 2014 dédiée à la mesure des modes de production du Higgs.

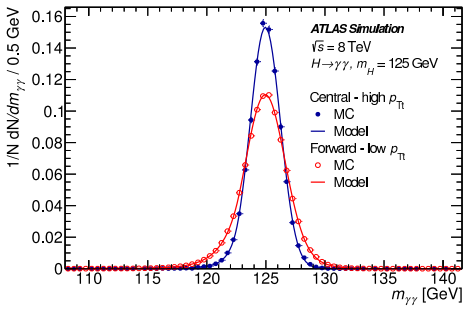


FIGURE 8.20 – *Distributions en masse invariante de paires de photons, pour la simulation du signal,* $m_H = 125\ GeV$*, pour deux catégories de la catégorisation dédiée à la mesure des modes de production de l'analyse de 2014. Source : [2].*

La figure 8.21 présente les distributions en masse invariante pour les différentes catégories de photons non convertis de 2012 de l'analyse 2014 dédiée à la mesure de la masse du Higgs.

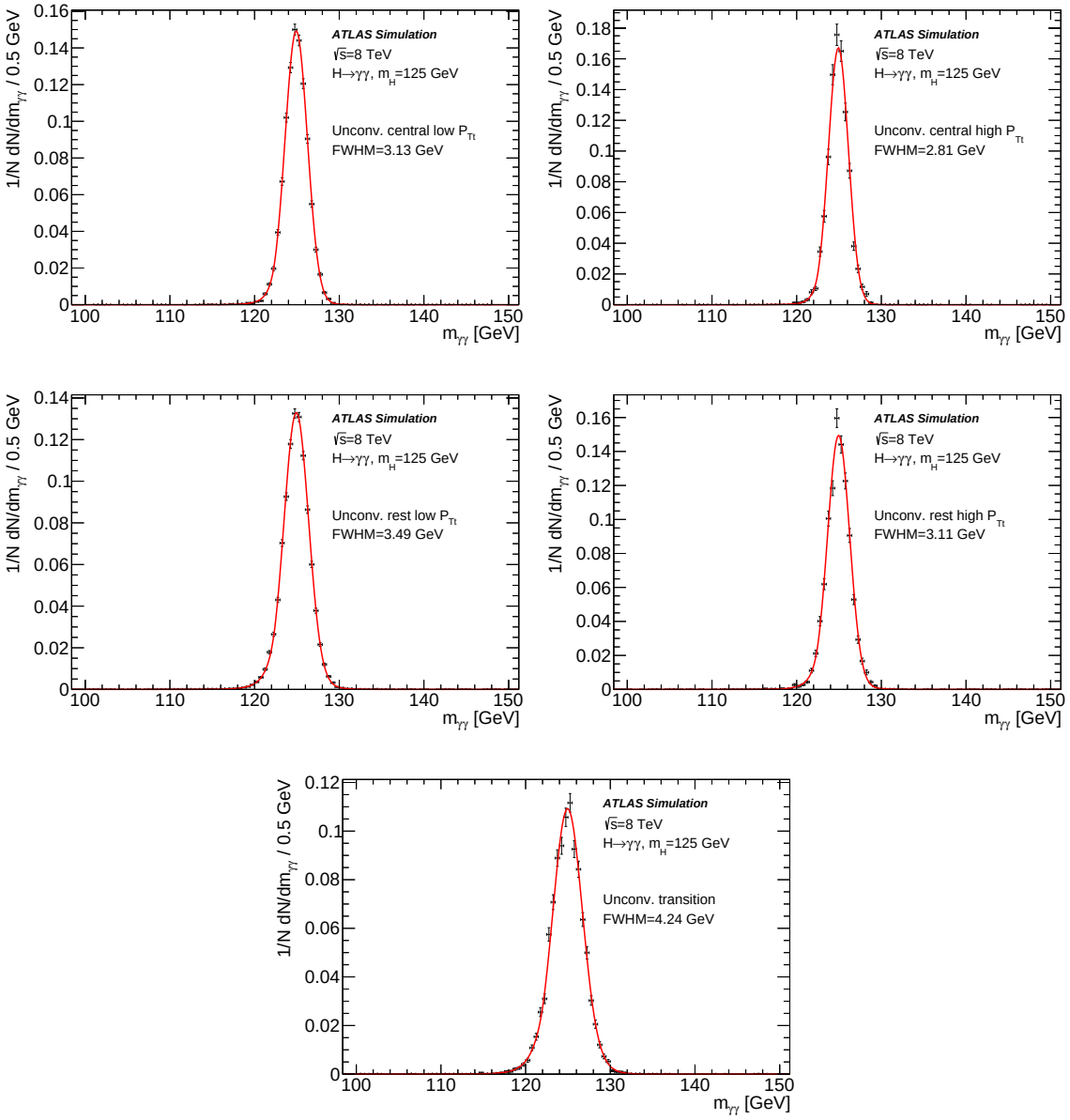


FIGURE 8.21 – *Distributions en masse invariante de paires de photons, pour la simulation du signal, $m_H = 125$ GeV, pour les catégories avec des photons non convertis de 2012 de la catégorisation dédiée à la mesure de la masse de l'analyse de 2014. Source : Source : [1].*

La figure 8.22 présente les distributions en masse invariante pour les différentes catégories de photons non convertis de 2012 de l'analyse 2014 dédiée à la mesure de la masse du Higgs.

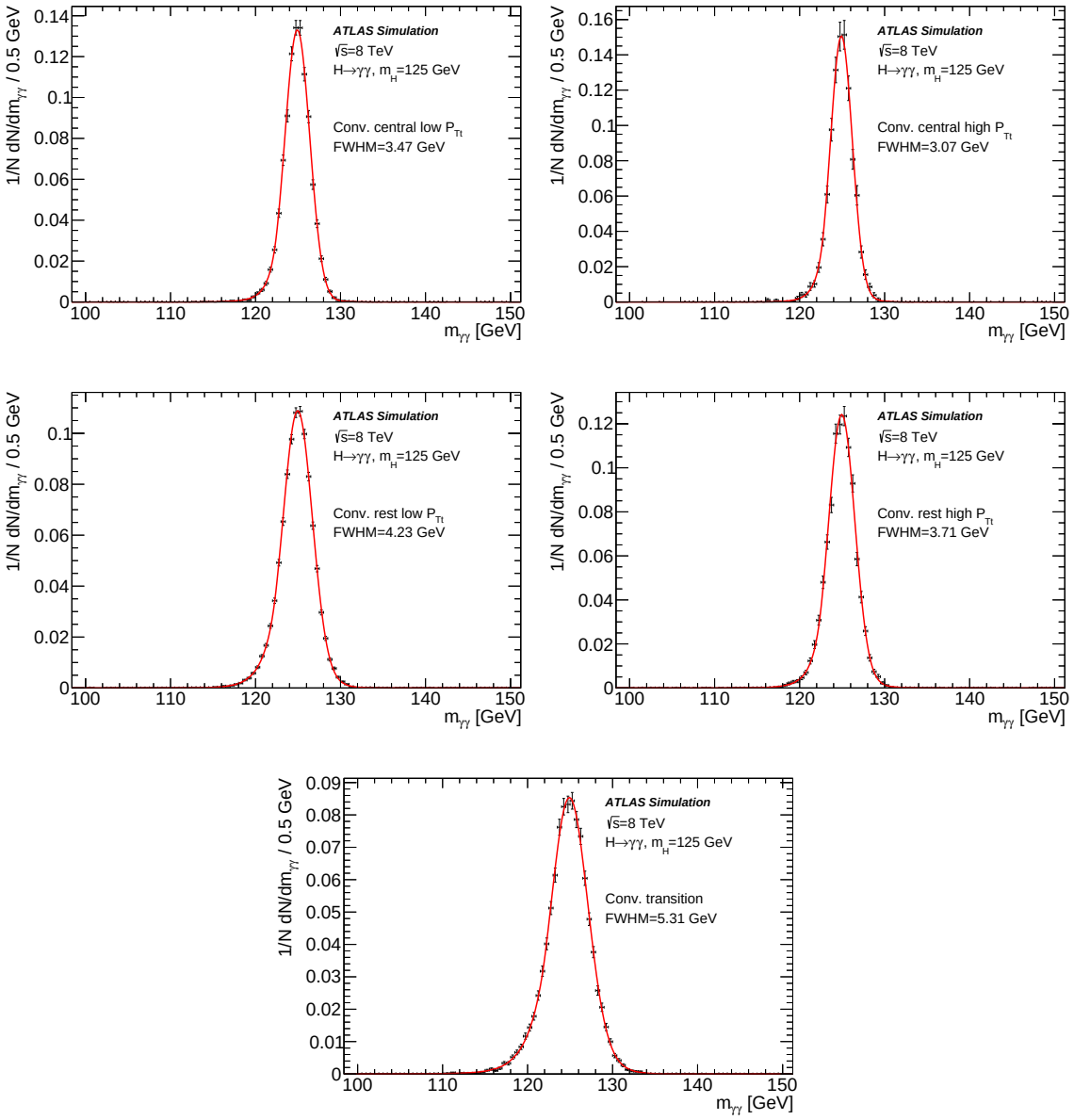


FIGURE 8.22 – *Distributions en masse invariante de paires de photons, pour la simulation du signal, $m_H = 125$ GeV, pour les catégories avec au moins un photon converti de 2012 de la catégorisation dédiée à la mesure de la masse de l'analyse de 2014. Source : [1].*

La prédiction du nombre d'événements de signal est paramétrisée en fonction de m_H, par un polynôme de degré 3 :

$$N^{cat}_{subproc} = a^{cat}_{subproc} + b^{cat}_{subproc} \times (m_H - 125) + c^{cat}_{subproc} \times (m_H - 125)^2 + d^{cat}_{subproc} \times (m_H - 125)^3 \quad (8.8)$$

Le tableau 8.4 présente les paramètres du signal et le nombre d'événements de bruit de fond attendus pour la catégorisation inclusive et dédiée à la masse de la publication de 2014.

Category	n_{sig}	FWHM [GeV]	σ_{eff} [GeV]	b in $\pm\sigma_{\text{eff90}}$	s/b [%]	$s/\sqrt{b}$
			$\sqrt{s}$=8 TeV			
Inclusive	402.	3.69	1.67	10670	3.39	3.50
Unconv. central low p_{T_t}	59.3	3.13	1.35	801	6.66	1.88
Unconv. central high p_{T_t}	7.1	2.81	1.21	26.0	24.6	1.26
Unconv. rest low p_{T_t}	96.2	3.49	1.53	2624	3.30	1.69
Unconv. rest high p_{T_t}	10.4	3.11	1.36	93.9	9.95	0.96
Unconv. transition	26.0	4.24	1.86	910	2.57	0.78
Conv. central low p_{T_t}	37.2	3.47	1.52	589	5.69	1.38
Conv. central high p_{T_t}	4.5	3.07	1.35	20.9	19.4	0.88
Conv. rest low p_{T_t}	107.2	4.23	1.88	3834	2.52	1.56
Conv. rest high p_{T_t}	11.9	3.71	1.64	144.2	7.44	0.89
Conv. transition	42.1	5.31	2.41	1977	1.92	0.85
			$\sqrt{s}$=7 TeV			
Inclusive	73.9	3.38	1.54	1752	3.80	1.59
Unconv. central low p_{T_t}	10.8	2.89	1.24	128	7.55	0.85
Unconv. central high p_{T_t}	1.2	2.59	1.11	3.7	30.0	0.58
Unconv. rest low p_{T_t}	16.5	3.09	1.35	363	4.08	0.78
Unconv. rest high p_{T_t}	1.8	2.78	1.21	13.6	11.6	0.43
Unconv. transition	4.5	3.65	1.61	125	3.21	0.36
Conv. central low p_{T_t}	7.1	3.28	1.44	105	6.06	0.62
Conv. central high p_{T_t}	0.8	2.87	1.25	3.5	21.6	0.40
Conv. rest low p_{T_t}	21.0	3.93	1.75	695	2.72	0.72
Conv. rest high p_{T_t}	2.2	3.43	1.51	24.7	7.98	0.40
Conv. transition	8.1	4.81	2.23	365	2.00	0.38

Tableau 8.4 – *Paramètres du modèle signal et nombre d'événements bruit de fond attendu (par ajustement) pour la catégorisation dédiée à la mesure de la masse de l'analyse de 2014. Pour le signal, la masse du Higgs dans le tableau correspond à* $m_H = 126$ *GeV. Source : [1].*

Les tableaux 8.5 et 8.6 présentent les caractéristiques sur les nombres d'événements de signal pour l'analyse dédiée à la mesure des modes de production. La masse choisie dans les tableaux correspond à la masse $m_H = 125,4\ GeV$ obtenue par la combinaison [1] des canaux $H \to \gamma\gamma$ et $H \to 4l$ pour l'analyse de la mesure de la masse du Higgs de 2014.

	ggH		VBF		WH		ZH		ttH		bbH		tHbj		WtH		
Category	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	N_S
Central - low p_{T_t}	15.5	92.2	8.5	4.1	7.2	1.6	7.9	1.0	3.4	0.1	15.5	1.0	-	-	-	-	26.0
Central - high p_{T_t}	1.0	71.8	2.7	16.4	2.1	6.1	2.3	3.7	2.9	1.2	1.0	0.7	-	-	-	-	2.1
Forward - low p_{T_t}	23.3	91.5	13.2	4.2	13.5	2.0	14.3	1.2	4.3	0.1	23.3	0.9	-	-	-	-	39.5
Forward - high p_{T_t}	1.3	70.6	4.0	16.7	3.5	6.9	3.6	4.1	2.9	0.9	1.3	0.7	-	-	-	-	3.0
VBF loose	0.4	38.6	7.9	60.0	0.2	0.6	0.2	0.3	0.2	0.1	0.4	0.4	-	-	-	-	1.7
VBF tight	0.1	18.1	6.3	81.5	< 0.1	0.1	< 0.1	0.1	0.1	< 0.1	0.1	0.2	-	-	-	-	1.0
VH hadronic	0.2	43.5	0.1	3.3	3.2	31.8	3.4	19.8	0.9	1.3	0.2	0.4	-	-	-	-	0.6
VH MET	< 0.1	8.7	0.1	3.7	1.7	35.7	3.6	44.8	2.3	7.1	< 0.1	0.1	-	-	-	-	0.3
VH one-lepton	< 0.1	0.7	< 0.1	0.2	5.0	91.4	0.6	5.9	0.7	1.8	< 0.1	< 0.1	-	-	-	-	0.3
VH dilepton	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	1.3	99.3	< 0.1	0.6	< 0.1	< 0.1	-	-	-	-	0.1
ttH hadronic	< 0.1	10.5	< 0.1	1.3	< 0.1	1.3	< 0.1	1.4	6.1	81.0	< 0.1	0.1	1.5	2.6	4.3	1.9	0.1
ttH leptonic	< 0.1	0.6	< 0.1	0.1	0.3	14.9	0.1	4.0	8.5	72.6	< 0.1	< 0.1	4.8	5.3	8.7	2.5	0.1
Total efficiency (%)	41.8	-	42.9	-	36.7	-	37.3	-	32.2	-	41.8	-	-	-	-	-	41.6
Events	64.8		5.4		2.2		1.3		0.3		0.7		< 0.1		< 0.1		74.5

Tableau 8.5 – *Efficacités ϵ et fractions de signal attendu f par mode de production pour chaque catégorie dédiée à la mesure des modes de production du Higgs, pour $\sqrt{s} = 7\ TeV$ et $m_H = 125,4\ GeV$. Le nombre total d'événements de signal par catégorie est reporté dans la dernière colonne tandis que celui par mode de production est reporté dans la dernière ligne. Source : [2].*

	ggH		VBF		WH		ZH		ttH		bbH		tHbj		WtH		
Category	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	ϵ(%)	f(%)	N_S
Central - low p_{T_t}	14.1	92.3	7.5	4.0	6.5	1.5	7.2	1.0	2.9	0.1	14.1	1.0	-	-	-	-	135.5
Central - high p_{T_t}	0.9	73.3	2.5	15.7	1.9	5.5	2.0	3.4	2.4	1.3	0.9	0.8	-	-	-	-	11.3
Forward - low p_{T_t}	21.6	91.7	11.9	4.1	12.3	1.9	13.0	1.2	3.8	0.1	21.6	1.0	-	-	-	-	208.6
Forward - high p_{T_t}	1.3	71.9	3.6	16.2	3.2	6.4	3.3	3.9	2.5	0.9	1.3	0.8	-	-	-	-	16.1
VBF loose	0.4	41.9	7.2	56.5	0.2	0.6	0.2	0.4	0.2	0.1	0.4	0.4	-	-	-	-	9.3
VBF tight	0.1	19.0	6.4	80.5	< 0.1	0.2	< 0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	-	-	-	-	5.7
VH hadronic	0.2	45.9	0.1	3.2	3.0	30.3	3.1	18.8	0.7	1.3	0.2	0.5	-	-	-	-	3.2
VH MET	< 0.1	2.3	< 0.1	0.3	1.3	36.9	3.0	51.0	1.8	9.5	< 0.1	< 0.1	-	-	-	-	1.1
VH one-lepton	< 0.1	0.5	< 0.1	0.2	4.8	89.8	0.6	6.3	1.0	3.3	< 0.1	< 0.1	-	-	-	-	1.7
VH dilepton	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	1.3	99.1	< 0.1	0.9	< 0.1	< 0.1	-	-	-	-	0.3
ttH hadronic	< 0.1	7.3	< 0.1	1.0	< 0.1	0.7	< 0.1	1.3	6.9	84.1	< 0.1	< 0.1	2.1	3.4	4.8	2.1	0.5
ttH leptonic	< 0.1	1.0	< 0.1	0.2	0.1	8.1	0.1	2.3	7.9	80.3	< 0.1	< 0.1	4.1	5.5	7.1	2.6	0.6
Total efficiency (%)	38.7	-	39.1	-	33.3	-	33.8	-	30.2	-	38.7	-					38.5
Events	342.8		28.4		10.7		6.4		1.8		3.6		< 0.1		< 0.1		393.8

Tableau 8.6 – *Efficacités ϵ et fractions de signal attendu f par mode de production pour chaque catégorie dédiée à la mesure des modes de production du Higgs, pour $\sqrt{s} = 8\ TeV$ et $m_H = 125,4\ GeV$. Le nombre total d'événements de signal par catégorie est reporté dans la dernière colonne tandis que celui par mode de production est reporté dans la dernière ligne. Source : [2].*

Le tableau 8.7 présente les résolutions effectives du signal pour l'analyse dédiée à la mesure des modes de production de 2014.

Category	$\sqrt{s}$=7 TeV		$\sqrt{s}$=8 TeV	
	σ_{68} [GeV]	σ_{90} [GeV]	σ_{68} [GeV]	σ_{90} [GeV]
Central - low p_{T_t}	1.36	2.32	1.47	2.50
Central - high p_{T_t}	1.21	2.04	1.32	2.21
Forward - low p_{T_t}	1.69	3.03	1.86	3.31
Forward - high p_{T_t}	1.48	2.59	1.64	2.88
VBF loose	1.43	2.53	1.57	2.78
VBF tight	1.37	2.39	1.47	2.61
VH hadronic	1.35	2.32	1.45	2.57
VH MET	1.41	2.44	1.56	2.74
VH one-lepton	1.48	2.55	1.61	2.80
VH dilepton	1.45	2.59	1.59	2.76
ttH hadronic	1.39	2.37	1.53	2.64
ttH leptonic	1.42	2.45	1.56	2.69

Tableau 8.7 – *Paramètres de résolution effective (moitié de l'intervalle contenant respectivement* 68 *et* 90 % *du signal) du signal pour l'analyse dédiée à la mesure des modes de production. Pour le signal, la masse du Higgs dans le tableau correspond à* $m_H = 125,4$ *GeV. Source : [2].*

8.5 Incertitudes systématiques pour la publication de 2014

Les incertitudes systématiques sont décomposées en celles affectant le nombre inclusif d'événements de signal, avec des contributions théoriques et expérimentales, celles affectant des migrations entre catégories, avec à nouveau des contributions théoriques et expérimentales, notamment liées à la mauvaise modélisation des variables au niveau simulation, celles reliées à la modélisation du bruit de fond, et enfin à la résolution du signal et la position du pic. Les incertitudes systématiques sur les nombres d'événements signal utilisent la forme log-normale, tandis que ceux sur les autres paramètres utilisent la forme gaussienne. Les paramètres de nuisance sont autorisés à varier dans un domaine allant jusqu'à $\pm 5\ \sigma$.

Les incertitudes sur les sections efficaces de production du Higgs , séparées par processus, et séparant l'échelle QCD et les densités de partons, sont prises en compte, et quantifiées dans le premier chapitre. L'incertitude systématique du rapport d'embranchement $BR(H \to \gamma\gamma)$ est de $^{+4,8}_{-4,7}$ %.

Une incertitude systématique est utilisée pour prendre en compte la statistique limitée des échantillons Monte-Carlo. Pour cela des lots de simulation quantitativement représentatifs à la campagne d'analyse sont générés avec du bruit de fond et du signal

puis analysées. Les incertitudes supérieures à $0,1$ % de l'incertitude totale attendue sont prises en compte, ce qui aboutit aux incertitudes de $1,2$ % pour le processus ZH dans la catégorie VH dileptons pour les campagnes à $\sqrt{s} = 7$ et $8\ TeV$, et $0,8$ % pour la contribution du processus ttH dans la catégorie ttH de la campagne 2011.

Les incertitudes expérimentales suivantes sur le nombre d'événements inclusif sont considérées :

- L'incertitude sur la luminosité accumulée, de $1,8$ % pour 2011, de $2,8$ % pour 2012.
- L'incertitude sur le trigger provient de la légère différence de son efficacité entre données et simulation, et par plusieurs méthodes (méthodes bootstrap, tag-and-probe, désintégrations radiatives $Z \to ll\gamma$), aboutissant à une erreur de $0,5$ %.
- L'incertitude sur l'identification des photons provient des différences entre données et Monte-Carlo pour les variables de forme de gerbe, de l'impact de la quantité de matière, compte tenu de la connaissance limitée de la géométrie réelle du détecteur devant le calorimètre électromagnétique et de l'incertitude sur l'empilement. Sa détermination est obtenue à partir de l'erreur sur les efficacités obtenues par les différentes méthodes data-driven : extrapolation électron vers photon à partir d'électrons de $Z \to ee$, photons issus de désintégrations radiatives $Z \to ll\gamma$ ($l = e, \mu$), méthode de matrice utilisant l'identification et l'isolation de trace. L'incertitude de $8,4$ % pour 2011 et de $1,0$ % pour 2012. L'erreur plus grande pour 2011 est liée aux effets plus importants de corrélations entre variables de forme de gerbe pour le réseau de neurones, mais aussi avec l'isolation. Dans ce contexte, l'erreur pour 2011 a utilisé la comparaison de la mesure d'efficacité obtenue à partir des données et de la simulation.
- L'incertitude sur l'efficacité de la coupure d'isolation s'obtient en comparant l'efficacité pour les données et la simulation, en utilisant des désintégrations radiatives $Z \to ee\gamma$, en tenant compte de la contamination par du bruit de fond $Z + jets$. Une vérification, utilisée à la place de l'approche nominale pour $\sqrt{s} = 7\ TeV$ en raison de la statistique trop faible en désintégration radiative, consiste à utiliser des événements de type $Z \to e^+e^-$ où les traces sont enlevées de l'événement pour imiter le comportement des photons. Pour l'analyse dédiée à la mesure de la masse, l'erreur est de $0,6$ % pour 2011 et $0,3$ % pour 2012. Pour l'analyse dédiée à l'analyse des modes de production, ultérieure, l'incertitude varie entre $1,3$ et $2,3$ % suivant les modes de production.
- L'incertitude sur l'échelle d'énergie des photons provient des incertitudes de calibration et des effets de description de la quantité de matière dans le détecteur lors de l'extrapolation électron vers photon de l'échelle d'énergie, engendrant des pertes d'énergie pour les électrons, mesurées par le pré-échantillonneur. Bien que pouvant changer le nombre d'événements inclusif, par le biais de la coupure en p_T, cette incertitude est négligeable par rapport aux autres.
- L'incertitude sur la sélection du vertex primaire est négligeable.

Les incertitudes systématiques sur les migrations entre catégories ont des contributions théoriques et expérimentales.

L'incertitude sur la section efficace de ggH (Tab. 8.8) en présence d'au moins deux jets, ce qui a un impact sur les catégories VBF et VH hadronique, est évaluée par la méthode de Stewart et Tackman. En présence d'au moins deux jets, l'incertitude est de 20 %, obtenue par MCFM. Par le biais de la variable $\Delta\phi_{\gamma\gamma,jj}$, la catégorie VBF est sensible à un troisième jet. L'incertitude correspondante est obtenue par MCFM en utilisant divers intervalles de $\Delta\phi_{\gamma\gamma,jj}$.

Category	VBF loose	VBF tight	VH had
≥ 2 jets uncertainty	20%	20%	20%
≥ 3 jets uncertainty	25%	52%	0

Tableau 8.8 – *Incertitudes systématiques sur la modélisation de ggF+jets. Source : [32].*

L'incertitude sur l'impulsion transverse du Higgs, engendrant des variations du nombre d'événements dans les catégories de p_{T_t}, est obtenue en variant les échelles et densités de probabilité utilisés par la repondération de HRes.

L'incertitude sur la modélisation des événements sous-jacents (Tab. 8.9) est obtenue en prenant la différence entre le nombre d'événements signal prédits en activant (échantillon nominal) ou désactivant les interaction multiples (MPI). Les interactions multiples engendrent des jets additionnels, ce qui renforce les catégories à jets (VBF, VH hadronique, ttH hadronique). L'impact sur l'isolation des photons est négligeable.

Category	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
ggF UE uncert.	+0.1%	+0.1%	+0.1%	+0.1%	−6%	−5%	−6%	-	-	-	−60%	−5%
VBF UE uncert.	+1.2%	+1.2%	+1.2%	+1.2%	−2.6%	−1.7%	−2.8%	−2.2%	−1.7%	-	−4%	−4%

Tableau 8.9 – *Incertitudes systématiques sur les migrations entre catégories provenant de la modélisation des événements sous-jacents (UE). Les pourcentages correspondent à la migration lorsque les MPI sont désactivées. Source : [32].*

Une incertitude systématique sur la sélection de la catégorie VBF (Tab. 8.10) est obtenue en tenant compte du fait que dans l'échantillon ggH produit par PowHeg+Pythia, le deuxième jet est produit par gerbe de parton par Pythia 8, ce qui rend sa modélisation non adaptée et engendre des corrections angulaires incorrectes entre jets, utilisés par la suite par la sélection de la topologie de jets de la catégorie VBF. Une incertitude systématique est obtenue en comparant le nombre d'événements signal prévu dans cette catégorie par l'échantillon nominal, et celui repondérant de façon indépendante la variable $\Delta\phi_{jj}$ et la variable de Zeppenfeld $\eta^* = \eta_{\gamma\gamma} - \frac{\eta_{j_1}+\eta_{j_2}}{2}$ par la prédiction plus précise de MinLO HJJ [33], où le deuxième jet est simulé à une précision NLO QCD.

Reweighted Sample	Tight VBF	Loose VBF
HJJ $\Delta\phi$	-11.18	-8.93
HJJ $\eta*$	-6.60	-4.82

Tableau 8.10 – *Variation en pourcentage du nombre d'événements signal dans les catégories VBF tight et VBF loose, après repondération par MinLO HJJ. Source : [32].*

Pour les catégories ttH, des incertitudes systématiques supplémentaires sont ajoutées (Tab. 8.11) en raison de la variation importante d'acceptance avec les échelles de renormalisation et factorisation.

Category	11	12
WH UE uncert.	−30%	−13%
ZH UE uncert.	−30%	−13%
ttH UE uncert.	−11%	−3%

Tableau 8.11 – *Incertitudes systématiques sur les migrations entre catégories ttH, provenant de la modélisation des événements sous-jacents (UE). Les pourcentages correspondent à la migration lorsque les MPI sont désactivées. Source : [32].*

Le tableau 8.12 présente les incertitudes liées aux migrations entre catégories pour l'analyse dédiée à la mesure de la masse.

	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8	C9	C10
Higgs p_T	-0.9	+11.3	-0.9	+11.3	+0.2	-0.9	+11.3	-0.9	+11.3	-0.4
Material	-0.7	-0.7	-2.6	-2.6	-4.0	+1.0	+1.0	+2.3	+2.3	+2.6
Conv Inefficiency	-2.6	-2.7	-4.8	-5.0	-4.4	3.4	3.4	3.8	3.6	4.9
Conv FakeRate	-1.1	-1.0	-2.2	-2.2	-3.1	+1.5	+1.2	+2.2	2.0	1.7

Tableau 8.12 – *Incertitude systématique sur les migrations pour l'analyse de mesure de la masse de la publication de 2014. Source : [17].*

Les objets expérimentaux de physique dont dépendent les catégories, tels que les jets, la MET, les leptons, ont des incertitudes systématiques dédiées. Les tableaux de valeurs numériques sont résumées par exemple dans la note support [32] de 2014. L'incertitude sur l'étiquetage de quarks b atteint 14 % pour la contribution du processus ggH dans la catégorie ttH hadronique.

Les incertitudes sur l'échelle d'énergie en masse, c'est-à-dire sur la position du pic du signal ajusté, proviennent de l'échelle d'énergie des photons, du modèle du bruit de fond et de la méthode de choix du vertex.

L'incertitude sur l'échelle d'énergie en masse provenant de l'échelle d'énergie des photons a été étudiée par différentes méthodes. La méthode de la fenêtre (window) consiste à estimer le biais relatif de la valeur moyenne de la distribution en masse invariante de la simulation signal dans une fenêtre en masse restreinte, sans ou en appliquant chaque incertitude d'échelle d'énergie des photons. Une variante (mean) consiste à ne pas appliquer de fenêtre en masse, ce qui contribue à des incertitudes plus faibles puisque les queues de distributions participent à la mesure de la valeur moyenne, ce qui réduit la contribution spécifique du pic. Une autre variante (pic gaussien) utilise un ajustement gaussien du pic. La méthode du biais moyen utilise la valeur moyenne du biais relatif de la distribution en masse invariante. La méthode du biais m_H, utilisée pour l'analyse car correspondant à la méthode la plus proche de la mesure de la masse, consiste à mesurer le biais de la masse

ajustée par rapport à celle de référence, en générant un lot de simulation du signal par un modèle alternatif prenant en compte la variation de l'énergie par l'incertitude d'échelle d'énergie étudiée, et en l'ajustant par le modèle signal de référence. Les résultats sont présentés dans le tableau 8.13.

	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8	C9	C10
2011										
Window	0.195	0.263	0.235	0.300	0.563	0.180	0.231	0.244	0.291	0.421
Average bias	0.201	0.263	0.226	0.274	0.568	0.166	0.234	0.237	0.273	0.417
Mean	0.198	0.263	0.225	0.279	0.558	0.166	0.238	0.236	0.273	0.406
m_H bias	0.201	0.265	0.225	0.274	0.562	0.165	0.237	0.234	0.273	0.420
Gaussian Peak	0.193	0.261	0.213	0.282	0.565	0.164	0.245	0.221	0.296	0.424
2012										
Window	0.211	0.289	0.247	0.293	0.559	0.164	0.247	0.231	0.285	0.411
Average bias	0.209	0.274	0.229	0.279	0.573	0.167	0.240	0.232	0.271	0.421
Mean	0.207	0.277	0.227	0.283	0.557	0.165	0.249	0.232	0.277	0.406
m_H bias	0.209	0.276	0.228	0.279	0.567	0.166	0.245	0.230	0.272	0.422
Gaussian Peak	0.202	0.302	0.212	0.263	0.548	0.169	0.241	0.209	0.267	0.448

Tableau 8.13 – *Incertitude systématique totale, en %, sur l'échelle en masse, provenant de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des photons pour la catégorisation dédiée à la mesure de la masse de la publication de 2014, en fonction de différentes méthodes. Source : [17].*

L'incertitude sur l'échelle d'énergie en masse provenant de l'incertitude systématique du bruit de fond utilise deux études. La première (Tab. 8.14) consiste à mesurer le biais sur la masse du signal ajusté, entre une prescription consistant à générer, en plus du signal, des lots de bruit de fond attendu en changeant par ± 1 le nombre de degrés de liberté de la fonctionnelle modélisant le bruit de fond et en ajustant la distribution obtenue par un modèle utilisant en plus du signal, le modèle nominal de bruit de fond, et une prescription où le modèle nominal de bruit de fond est utilisé, en plus du signal, au niveau de la génération et l'ajustement.

Category	Nominal Model	Mod. n-1	Mod. n+1	Mod. n+2	MSS n±1	MSS n+2
C1	Exp. of 2^{nd} order pol.	Exponential	Bernstein 3	**Bernstein 4**	0.002%	0.044%
C2	Exponential	-	Bernstein 2	**Bernstein 3**	0.003%	0.004%
C3	Exp. of 2^{nd} order pol.	Exponential	Bernstein 3	**Bernstein 4**	0.017%	0.025%
C4	Exponential	-	Exp. of 2^{nd} order pol.	**Bernstein 3**	0.002%	0.002%
C5	Exp. of 2^{nd} order pol.	**Exponential**	Bernstein 3	Bernstein 4	0.026%	0.021%
C6	Exp. of 2^{nd} order pol.	**Exponential**	Bernstein 3	Bernstein 4	0.026%	0.013%
C7	Exponential	-	Exp. of 2^{nd} order pol.	**Bernstein 3**	0.004%	0.006%
C8	Exp. of 2^{nd} order pol.	Exponential	**Bernstein 3**	Bernstein 4	0.013%	0.003%
C9	Exponential	-	**Bernstein 2**	Bernstein 3	0.013%	0.012%
C10	Exp. of 2^{nd} order pol.	Exponential	Bernstein 3	**Bernstein 4**	0.008%	0.021%
Inclusive	Exp. of 2^{nd} order pol.	Exponential	**Bernstein 3**	Bernstein 4	0.066%	0.065%

Tableau 8.14 – *Incertitude systématique totale, en %, sur l'échelle en masse, provenant de l'incertitude sur le bruit de de fond, par la méthode de variations $n \pm 1$ des degrés de liberté de la fonctionnelle du modèle de bruit de fond. L'incertitude supplémentaire pour une variation de $n \pm 2$ est indiquée seulement à titre indicatif. Source : [17].*

La deuxième étude (Tab. 8.15), utilisée de façon nominale pour l'incertitude systématique car davantage conservative, consiste à mesurer le bias maximum, entre une masse injectée m_H dans le domaine $[119; 135]$ GeV et celle ajustée, d'un lot incluant en plus du signal, du bruit de fond généré suivant le modèle de bruit de fond utilisant une dispersion gaussienne pour modéliser la simulation complète.

Category	Maximum relative shift in [119-135]	
	2011	2012
C1	0.10%	0.10%
C2	0.06%	0.06%
C3	0.05%	0.05%
C4	0.09%	0.09%
C5	0.16%	0.14%
C6	0.10%	0.08%
C7	0.06%	0.04%
C8	0.10%	0.10%
C9	0.15%	0.14%
C10	0.20%	0.20%
inclusive	0.18%	0.18%

Tableau 8.15 – *Incertitude systématique totale, en %, sur l'échelle en masse, provenant de l'incertitude sur le bruit de de fond, par la méthode de génération utilisant une dispersion gaussienne pour modéliser la simulation complète. Source : [17].*

L'incertitude sur l'échelle d'énergie en masse provenant de la sélection du vertex primaire, de l'ordre de $0,03$ %, consiste à varier les quantités $\sum p_T$, $\sum p_T^2$ utilisées pour l'identification du vertex primaire par la méthode de maximum de vraisemblance, pour une différence de l'ordre du biais entre données et simulation.

Le tableau 8.16 résume les incertitudes systématiques sur la position du pic.

Source of Uncertainty	Uncertainty on peak position (%)
In situ Method	±0.05
Material mismodeling : ID $\|\eta\| < 1.1$	±0.06
Material mismodeling : ID $1.1 < \|\eta\| < 1.5$	±0.02
Material mismodeling : ID $1.5 < \|\eta\| < 2.1$	±0.01
Material mismodeling : ID $\|\eta\| > 2.1$	-
Material mismodeling : Calorimeter Barrel	±0.02
Material mismodeling : Calorimeter EC	-
Material mismodeling : Cryostat Barrel	±0.02
Material mismodeling : Cryostat EC	±0.02
Presampler energy scale Barrel	±0.03
Presampler energy scale EC	±0.01
Conversion inefficiency	±0.02
Conversion fake rate	±0.01
Conversion Radius	±0.02
Lateral Leakage Unconv : $e \to \gamma$	±0.04
Lateral Leakage Conv : $e \to \gamma$	±0.06
LAr cell gain mis-calibration	±0.12
E_1/E_2 inter-calibration Barrel	±0.01
E_1/E_2 inter-calibration EC	-
LAr Overall Calibration Barrel	±0.08
LAr Overall Calibration EC	±0.02
LAr Unconv Calibration Barrel	±0.03
LAr Unconv Calibration EC	-
LAr Electron Unconv Barrel	±0.08
LAr Electron Unconv EC	±0.03
LAr Electron Calibration	-
Geant4 modeling	±0.01
Pedestal	±0.01
Primary vertex	±0.03
Background model	±0.18
Total	±0.28%

Tableau 8.16 – *Incertitudes systématiques sur la position du pic $H \to \gamma\gamma$. Source : [17].*

Les incertitudes sur la résolution en masse (Tab. 8.17), pour l'analyse de mesure de la masse, sont prises en compte à travers plusieurs sources :

- L'incertitude liée à la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est obtenue en variant le terme constant, d'une part pour sa contribution dépendante du terme d'échantillonnage, induite par la méconnaissance de 10 % de ce dernier, d'autre part par sa contribution indépendante proprement dite : le terme constant, en le variant dans son domaine connu de précision grâce à la connaissance apportée par les événements de $Z \to e^+e^-$.
- L'incertitude sur la modélisation de la quantité de matière : l'extrapolation de l'échelle d'énergie électromagnétique de l'électron vers le photon est obtenue en déterminant la calibration par simulation d'événements $Z \to ee$ pour diverses hypothèses de quantité de matière dans le détecteur.
- L'incertitude sur le terme de bruit électronique et d'empilement, obtenu en comparant le bruit total des données et de la simulation pour des événements à biais zero. Le bruit d'empilement est dominant car le bruit électronique est décrit par la simulation à mieux que 10 %.
- L'incertitude systématique sur la sélection du vertex primaire, négligeable (0, 2 % pour 2012), provient de la variation des quantités $\sum p_T$, $\sum p_T^2$ utilisées pour l'identification du vertex primaire par la méthode de maximum de vraisemblance, pour une différence de l'ordre du biais entre données et simulation.

L'incertitude s'applique de manière corrélée aux paramètres de résolution σ de la fonction Crystal-Ball et de la gaussienne.

	constant term	intrinsic resolution (sampling term)	material	electronic and pileup
Incl.	9	2	5	1
C1	9	3	6	1
C2	11	5	6	1
C3	11	2	7	1
C4	12	4	8	1
C5	11	2	11	1
C6	7	3	4	1
C7	9	5	6	1
C8	8	1	4	1
C9	9	3	5	1
C10	8	1	6	1

Tableau 8.17 – *Incertitudes systématiques (en %) sur la résolution du signal pour l'analyse de mesure de la masse. Source : [17].*

Le tableau 8.18 résume les incertitudes systématiques considérées pour le canal $H \to \gamma\gamma$ pour l'analyse 2014 dédiée à la mesure de la masse du boson de Higgs.

	Unconverted					Converted				
	Central		Rest		Trans.	Central		Rest		Trans.
Class	low p_{T_t}	high p_{T_t}	low p_{T_t}	high p_{T_t}		low p_{T_t}	high p_{T_t}	low p_{T_t}	high p_{T_t}	
$Z \to e^+e^-$ calibration	0.02	0.03	0.04	0.04	0.11	0.02	0.02	0.05	0.05	0.11
LAr cell non-linearity	0.12	0.19	0.09	0.16	0.39	0.09	0.19	0.06	0.14	0.29
Layer calibration	0.13	0.16	0.11	0.13	0.13	0.07	0.10	0.05	0.07	0.07
ID material	0.06	0.06	0.08	0.08	0.10	0.05	0.05	0.06	0.06	0.06
Other material	0.07	0.08	0.14	0.15	0.35	0.04	0.04	0.07	0.08	0.20
Conversion reconstruction	0.02	0.02	0.03	0.03	0.05	0.03	0.02	0.05	0.04	0.06
Lateral shower shape	0.04	0.04	0.07	0.07	0.06	0.09	0.09	0.18	0.19	0.16
Background modeling	0.10	0.06	0.05	0.11	0.16	0.13	0.06	0.14	0.18	0.20
Vertex measurement	0.03									
Total	0.23	0.28	0.24	0.30	0.59	0.21	0.25	0.27	0.33	0.47

Tableau 8.18 – *Résumé des incertitudes systématiques relatives (en %) sur la mesure de la masse du Higgs pour le canal $H \to \gamma\gamma$. Source : [1].*

Le tableau 8.19 résume les incertitudes systématiques considérées pour le canal $H \to \gamma\gamma$ pour l'analyse 2014 dédiée à la mesure des modes de production du boson de Higgs.

Category	Constant term	Sampling term	Material modeling	Noise term
Central - low p_{T_t}	7.5	2.6	4.9	2.6
Central - high p_{T_t}	9.6	5.6	6.2	1.7
Forward - low p_{T_t}	9.9	1.3	6.0	2.1
Forward - high p_{T_t}	12	2.8	7.8	1.9
VBF loose	9.4	2.6	6.0	2.1
VBF tight	10	3.8	6.5	2.1
VH hadronic	11	4.0	7.2	1.6
VH MET	11	3.6	7.4	1.7
VH one-lepton	9.8	2.8	6.3	2.1
VH dilepton	9.5	2.7	6.2	2.1
ttH hadronic	9.6	3.6	6.3	1.9
ttH leptonic	9.5	3.4	6.2	2.1

Tableau 8.19 – *Résumé des incertitudes systématiques sur la résolution en masse pour les données de 8 TeV de l'analyse dédiée à la mesure des modes de production du Higgs. Source : [2].*

Pour l'analyse dédiée à la mesure de la masse, les incertitudes de résolution sont de l'ordre de 9 à 16 % mais ont un impact négligeable sur la mesure proprement dite de la masse.

La modélisation du bruit de fond utilise différents générateurs Monte-Carlo (Tab. 8.20) : Sherpa pour le bruit de fond $\gamma\gamma$ et γj, Pythia pour le bruit de fond jj. La composante Drell-Yan, de l'ordre de $0,8$ % ne déforme pas de façon significative la distribution en masse invariante du bruit de fond et est négligée. En raison de la statistique élevée des échantillons, de l'ordre de 1000 fois la luminosité équivalente des données, les échantillons sont produits sans simulation complète mais tiennent compte de la réponse du détecteur par le biais de fonctions de résolution et d'efficacité de reconstruction.

Process	Generator	Showering	PDF set
$\gamma\gamma$	Sherpa	Sherpa	CT10
γ-jet	Sherpa	Sherpa	CT10
jet-jet	Pythia8	Pythia8	CTEQ6L1

Tableau 8.20 – *Résumé des générateurs d'événements utilisés pour étudier la modélisation du bruit de fond. Source : [2].*

La paramétrisation du bruit de fond, par un choix de forme fonctionnelle, varie suivant la catégorie afin de minimiser le signal spurieux de variation de la distribution en masse invariante par rapport à la modélisation. La méthode consiste à générer un lot de bruit de fond à partir de la simulation, puis à l'ajuster avec un modèle bruit de fond+signal pour chaque masse hypothétique du signal. Le nombre maximal d'événements signal dans la gamme de masse hypothétique du signal représente (Tab. 8.21, 8.22) le signal spurieux. Afin d'empêcher un nombre de degrés de liberté trop élevé, ce qui annulerait la sensibilité du modèle puisque la modélisation du bruit de fond absorberait la contribution potentielle de signal, les fonctionnelles candidates sont requises d'introduire un biais inférieur à 20 % de l'erreur statistique du nombre d'événements de bruit de fond ajusté, ou inférieur à 10 % du nombre d'événements de signal attendu. Parmi les formes candidates, le choix pour une catégorie se porte sur celle correspondant à la meilleure sensibilité attendue pour une masse $m_H = 125\ GeV$.

Category	$N_{S,exp}$	σ_{backg}	M_{max} [GeV]	Parametrization	Uncertainty [N_{sp}]
Unconverted central, low p_{Tt}	58.7	34.0	125.0	Exp. of 2^{nd} order pol.	3.5
Unconverted central, high p_{Tt}	7.6	6.1	126.0	Exponential	0.3
Unconverted rest, low p_{Tt}	100.9	73.7	119.0	Exp. of 2^{nd} order pol.	4.4
Unconverted rest, high p_{Tt}	10.0	11.9	134.5	Exponential	1.6
Unconverted transition	23.3	36.5	131.0	Exp. of 2^{nd} order pol.	1.7
Converted central, low p_{Tt}	34.3	28.2	129.5	Exp. of 2^{nd} order pol.	2.7
Converted central, high p_{Tt}	4.8	5.5	125.0	Exponential	0.2
Converted rest, low p_{Tt}	96.7	75.1	130.0	Exp. of 2^{nd} order pol.	4.6
Converted rest, high p_{Tt}	12.3	15.0	128.0	Exponential	2.6
Converted transition	43.8	68.8	120.5	Exp. of 2^{nd} order pol.	3.7
Inclusive	416.8	139.9	121.0	Exp. of 2^{nd} order pol	11.3

Tableau 8.21 – *Incertitude systématique liée à la modélisation du bruit de fond pour l'analyse dédiée à la mesure de la masse : signal spurieux pour les modélisations correspondantes aux données de 2012. Le nombre d'événements signal, l'erreur sur le bruit de fond et la masse donnant le signal spurieux maximal sont données à titre d'infomation. Source : [17].*

La figure 8.23 présente les valeurs de 'pull' $((measured - predicted)/error_{measured})$ et d'impact sur $\hat{\mu}$ pour les différents paramètres de nuisance représentant les incertitudes, pour l'analyse dédiée à la mesure de modes de production.

Category	Model	$\sqrt{s} = 7$ TeV		$\sqrt{s} = 8$ TeV	
		N_{spur}	μ_{spur}	N_{spur}	μ_{spur}
Central - low p_{T_t}	exp2	1.1	0.041	6.7	0.050
Central - high p_{T_t}	exp1	0.1	0.029	0.4	0.036
Forward - low p_{T_t}	exp2	0.6	0.016	7.0	0.034
Forward - high p_{T_t}	exp2	0.3	0.088	1.2	0.073
VBF loose	exp1	0.2	0.091	1.3	0.14
VBF tight	exp1	< 0.1	0.031	0.3	0.054
VH hadronic	exp1	0.1	0.14	0.5	0.14
VH MET	exp1	0.1	0.18	0.1	0.11
VH one-lepton	exp1	< 0.1	0.094	0.1	0.064
VH dilepton	exp1	< 0.1	0.080	< 0.1	0.08
ttH hadronic	exp1	0.1	0.86	0.2	0.49
ttH leptonic	exp1	< 0.1	0.10	0.2	0.28

Tableau 8.22 – *Incertitude systématique liée à la modélisation du bruit de fond pour l'analyse dédiée à la mesure des modes de production : signal spurieux exprimé de manière absolue (N_{spur}) et de façon relative (μ_{spur}) par rapport au nombre total de signal attendu. Le modèle expN correspond à l'exponentielle d'un polynôme de degré N. Source : [2].*

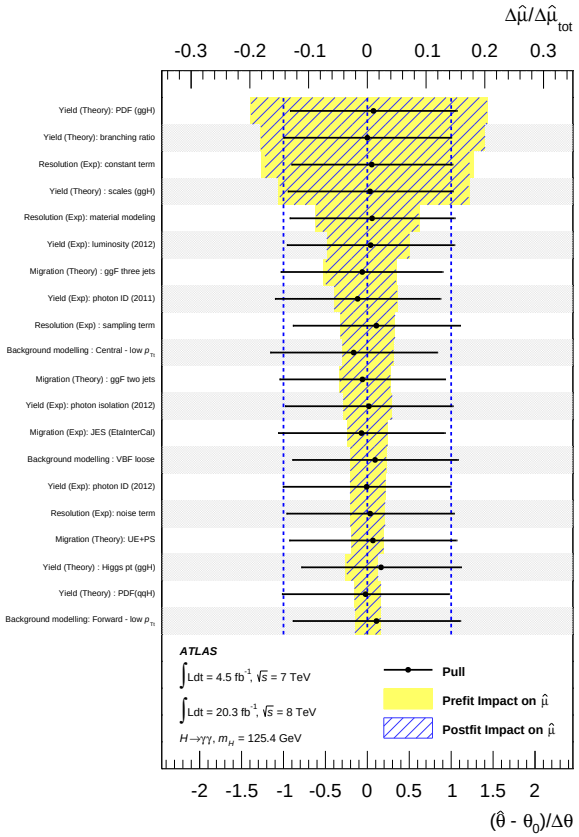


FIGURE 8.23 – *Valeurs de 'pull' ($(measured - predicted)/error_{measured}$) et d'impact sur $\hat{\mu}$ pour les différents paramètres de nuisance représentant les incertitudes, pour l'analyse dédiée à la mesure de modes de production. Source : [2].*

8.6 Résultats pour la mesure de la masse

Les événements sélectionnés dans chaque catégorie sont résumés dans le tableau 8.23.

Category	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV
Central Unconv - low p_{T_t}	1620	9120
Central Unconv - high p_{T_t}	52	338
Rest Unconv - low p_{T_t}	4162	26488
Rest Unconv - high p_{T_t}	175	1064
Transition Unconv - high p_{T_t}	1228	7340
Central Conv - low p_{T_t}	1125	5900
Central Conv - high p_{T_t}	42	238
Forward Conv - low p_{T_t}	6230	30921
Forward Conv - high p_{T_t}	247	1333
Transition Conv - high p_{T_t}	2344	11824

Tableau 8.23 – *Nombre d'événements sélectionnés dans chaque catégorie pour l'analyse dédiée à la mesure de la masse, de la publication de 2014. Source : analyse (les nombres d'événements sélectionnés dans chaque catégorie n'ont pas été documentés).*

La figure 8.24 présente la distribution en masse invariante pour l'ensemble des données de 2011 et 2012 de l'analyse 2014 dédiée à la mesure de la masse du Higgs. Les différents spectres par catégorie sont dans le document de référence [1]).

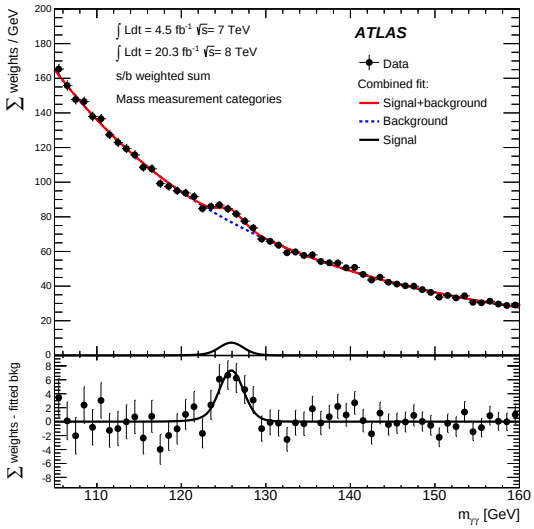


FIGURE 8.24 – *Distribution inclusive en masse invariante de paires de photons, pour les données 2011 et 2012 de l'analyse de 2014 dédiée à la mesure de la masse du Higgs dans le canal diphotons. L'ajustement par le modèle bruit de fond et signal est ajouté. Source : [1].*

La figure 8.25 présente la distribution en masse invariante pour les catégories de photons non convertis avec l'ensemble des données de 2011 et 2012 de l'analyse 2014 dédiée à la mesure de la masse du Higgs.

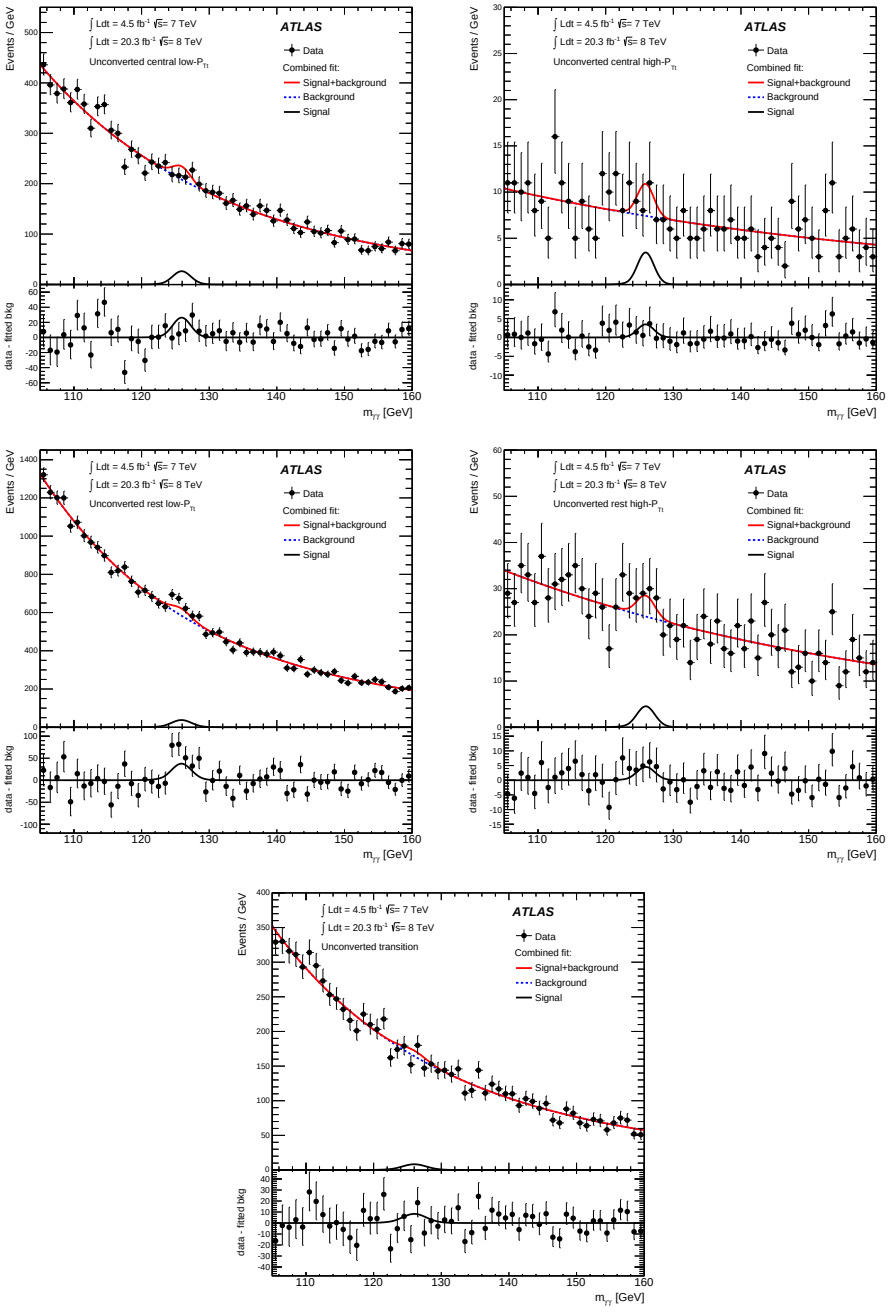


FIGURE 8.25 – *Distributions en masse invariante de paires de photons, pour les données, pour les catégories avec au moins un photon converti de la catégorisation dédiée à la mesure de la masse de l'analyse de 2014. L'ajustement par le modèle bruit de fond et signal est ajouté. Source : [1].*

La figure 8.26 présente la distribution en masse invariante pour les catégories de photons non convertis avec l'ensemble des données de 2011 et 2012 de l'analyse 2014 dédiée à la mesure de la masse du Higgs.

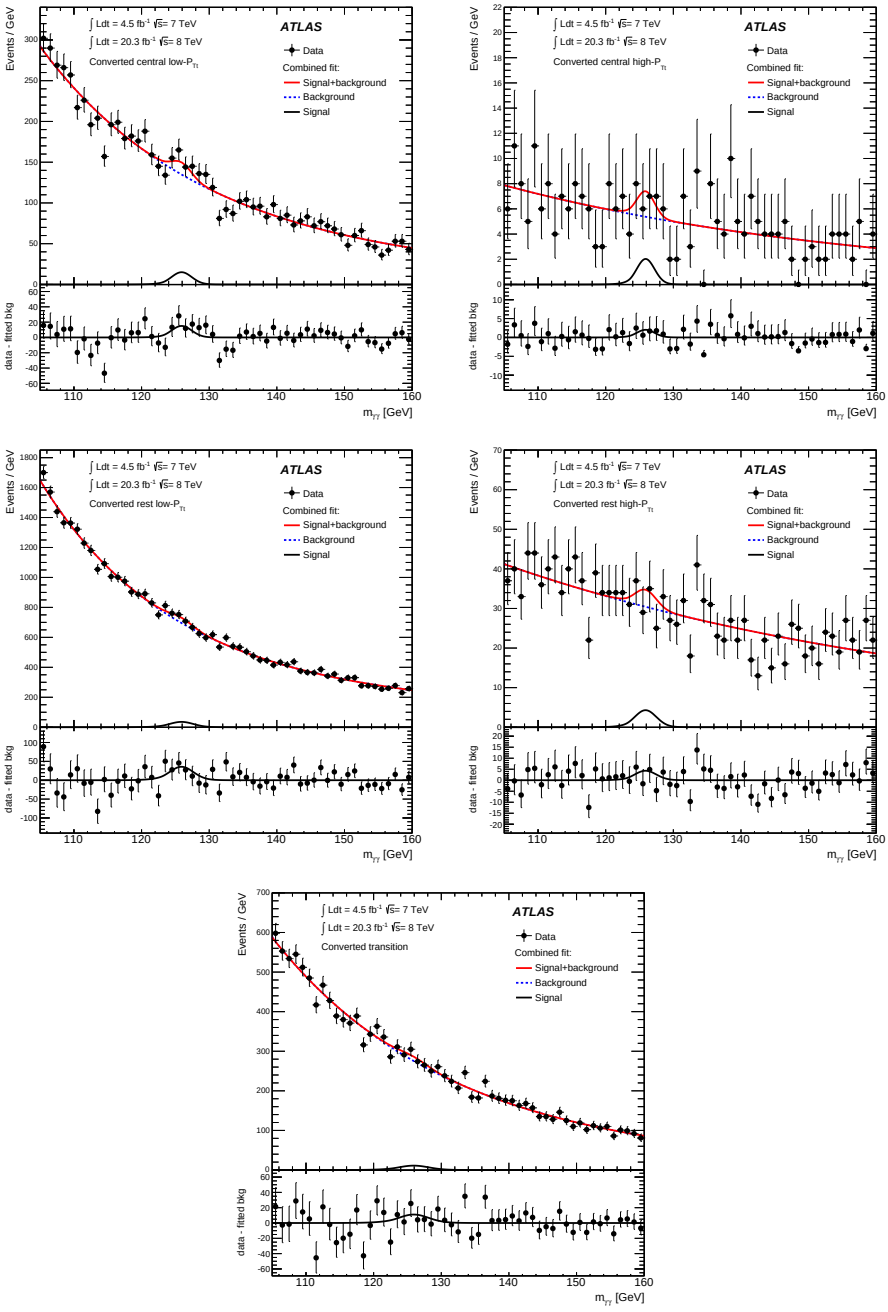


FIGURE 8.26 – *Distributions en masse invariante de paires de photons, pour les données, pour les catégories avec deux photons non convertis de la catégorisation dédiée à la mesure de la masse de l'analyse de 2014. L'ajustement par le modèle bruit de fond et signal est ajouté. Source : [1].*

L'analyse de la masse et la force de signal dans le canal $H \to \gamma\gamma$ aboutit aux mesures [1] :

$$m_H = 125,98 \pm 0,42\ (stat) \pm 0,28(syst)\ GeV \quad (8.9)$$
$$= 125,98 \pm 0,50\ GeV \quad (8.10)$$
$$\mu = 1,29 \pm 0,30 \quad (8.11)$$

La figure 8.27 présente le contour à différents degrés de confiance de la mesure de m_H et μ. Les différents contours avec et sans erreurs systématiques montrent que l'incertitude systématique sur l'échelle en masse a un effet sur m_H mais pas sur μ tandis que les autres incertitudes systématiques ont un effet sur μ mais pas sur m_H.

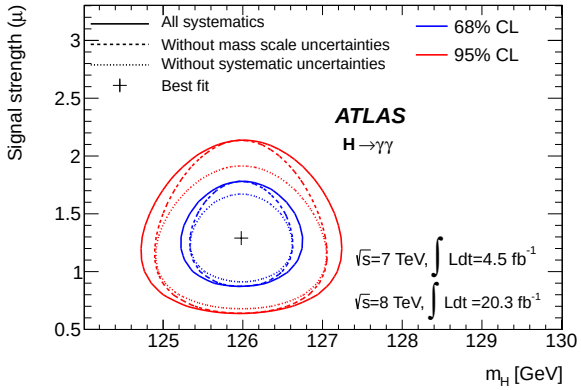


FIGURE 8.27 – *Contours à 68 et 95 % CL sur la mesure de m_H et μ. Source : [1].*

La limite observée sur la largeur du Higgs est $\Gamma_H = 5,0\ GeV$ à 95 % CL.

8.7 Résultats pour la mesure des modes de production

Les événements sélectionnés dans chaque catégorie sont résumés dans le tableau 8.24.

Category	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV
Central - low p_{T_t}	4400	24080
Central - high p_{T_t}	141	806
Forward - low p_{T_t}	12131	66394
Forward - high p_{T_t}	429	2528
VBF loose	58	411
VBF tight	7	67
VH hadronic	34	185
VH MET	14	35
VH one lepton	5	38
VH dilepton	0	2
ttH hadronic	3	15
ttH leptonic	3	5

Tableau 8.24 – *Nombre d'événements sélectionnés dans chaque catégorie pour l'analyse dédiée à la mesure des modes de production, de la publication de 2014. Source : [2].*

La significance observée (respectivement attendue) est de $5,2\,\sigma$ (respectivement $4,7\,\sigma$). La figure 8.28 présente la distribution en masse invariante inclusive, repondérée par le rapport signal sur bruit attendu s_{90}/b_{90} dans une fenêtre en masse contenant 90 % du signal, pour la publication de 2014 dédiée à la mesure des modes de production du Higgs avec $H \to \gamma\gamma$.

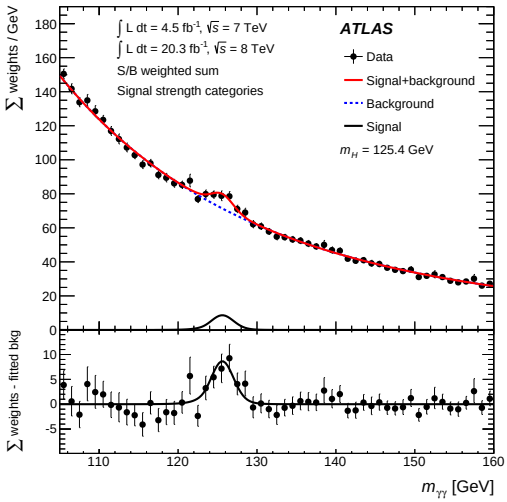


FIGURE 8.28 – *Distribution en masse invariante de paires de photons, inclusive, pour la publication de 2014 dédiée à la mesure des modes de production du Higgs, dans le canal $H \to \gamma\gamma$. Source : [2].*

Les figures 8.29 et 8.30 présentent les distributions en masse invariante pour les différentes catégories de l'analyse 2014 dédiée à la mesure des modes de production du Higgs.

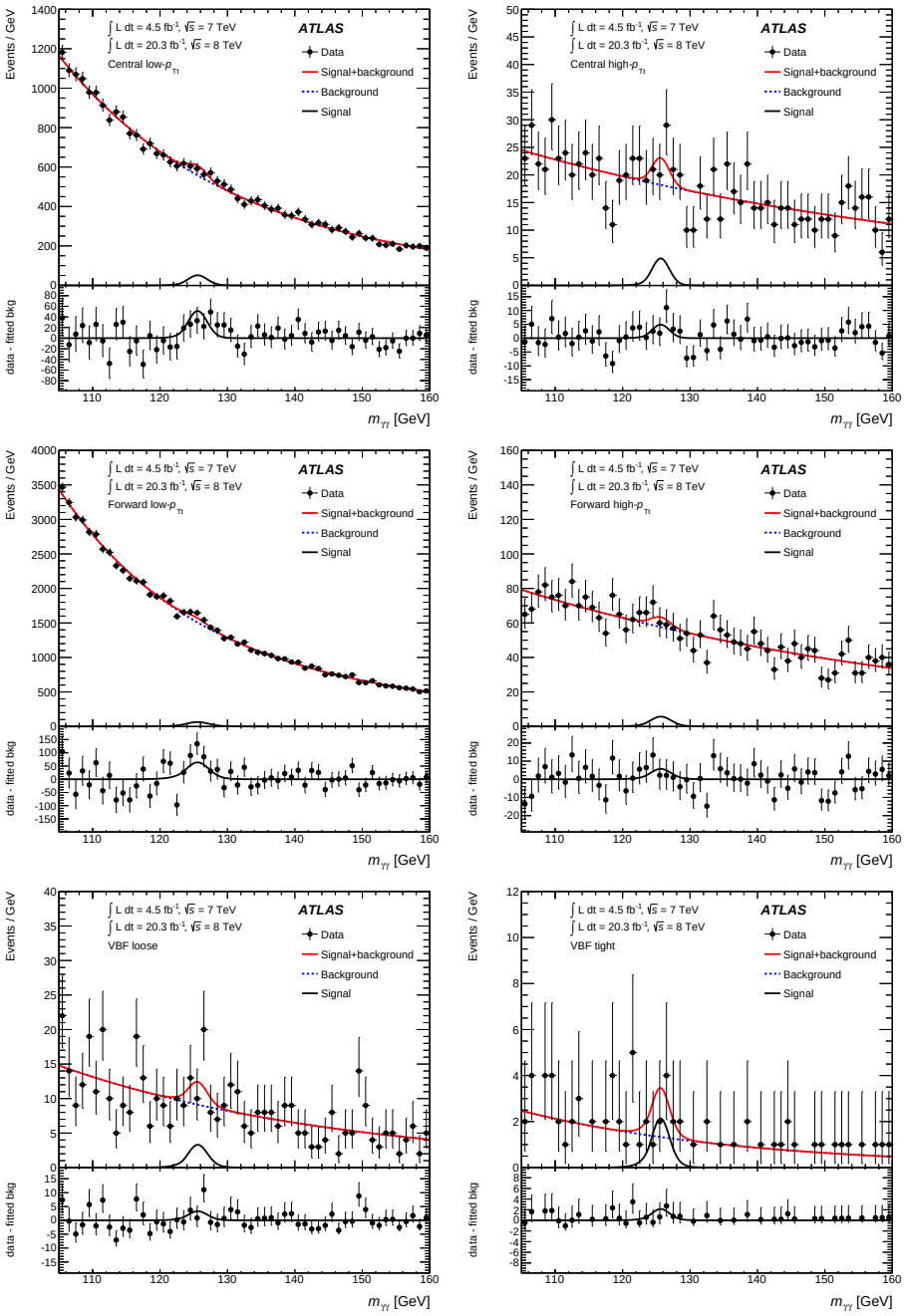


FIGURE 8.29 – *Distribution en masse invariante de paires de photons, pour la catégorisation dédiée à la mesure des modes de production. Source : [2].*

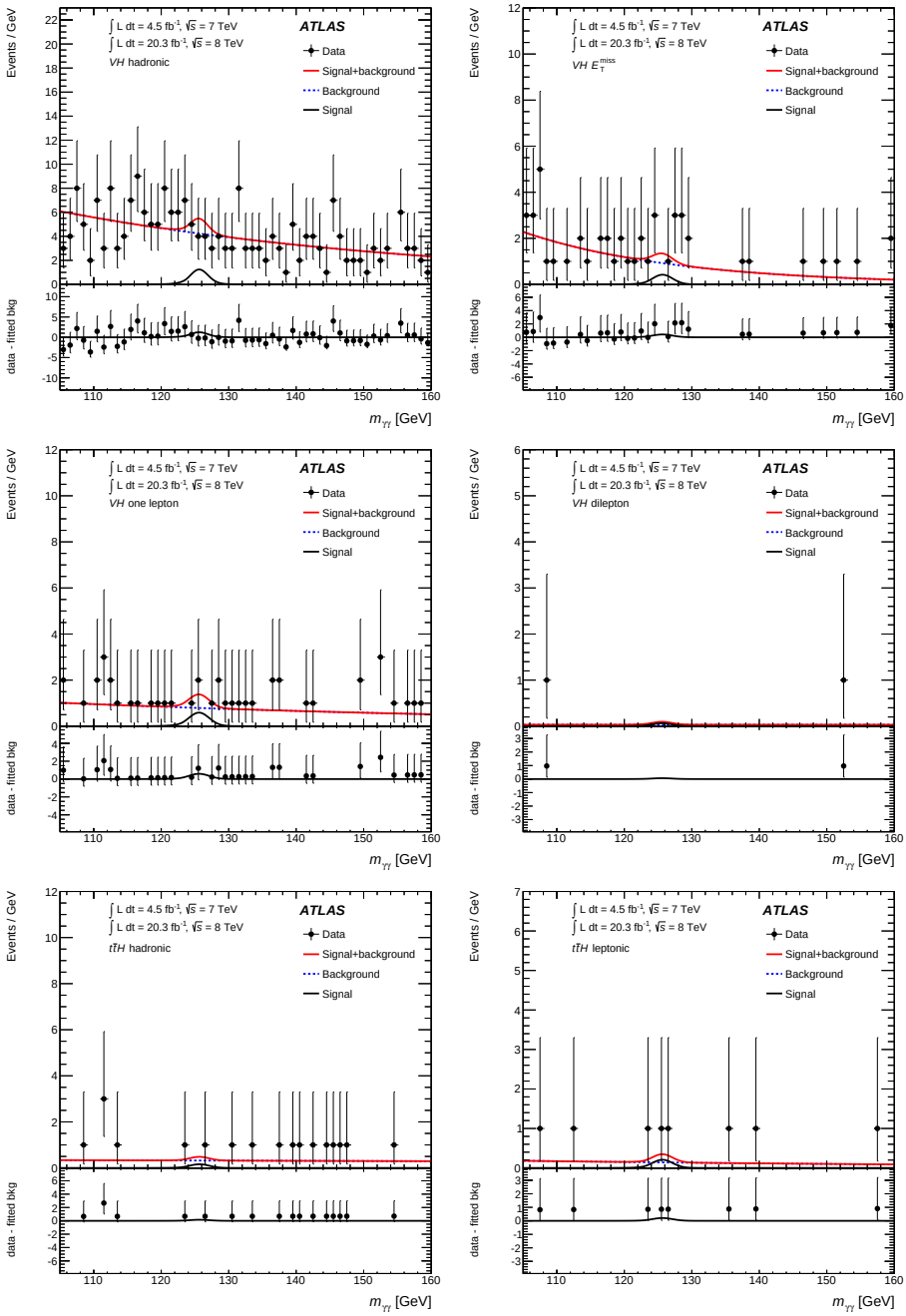
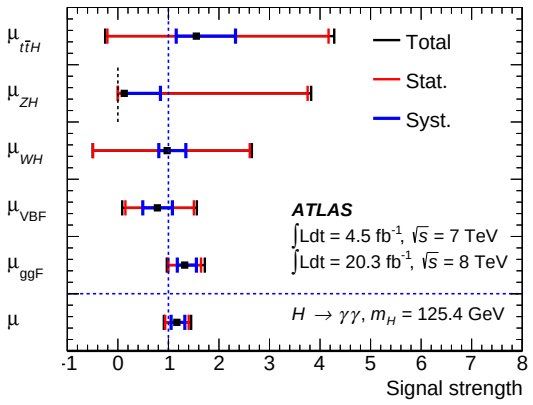


FIGURE 8.30 – *Distribution en masse invariante de paires de photons, pour la catégorisation dédiée à la mesure des modes de production. Source : [2].*

Les résultats sont obtenus pour la masse $m_H = 125,4\ GeV$ correspondant à la combinaison [1] $H \to \gamma\gamma$ et $H \to 4l$ dédiée à la mesure de la masse. La force de signal est $\mu = 1,17 \pm 0,27$. Les mesures des modes de production sont (Fig. 8.31) :

$$
\begin{array}{lcll}
\mu_{ggH} & = & 1,32 \pm 0,32(stat) \ ^{+0,13}_{-0,09}\ (syst) \ ^{+0,19}_{-0,11}\ (th) \\
 & = & 1.32 \pm 0,38 & \\
\mu_{VBF} & = & 0,8 \pm 0,7\ (stat) \ ^{+0,2}_{-0,1}\ (syst) \ ^{+0,2}_{-0,3}\ (th) \\
 & = & 0,8 \pm 0,7 & \\
\mu_{WH} & = & 1,0 \pm 1,5\ (stat) \ ^{+0,3}_{-0,2}\ (syst) \ ^{+0,2}_{-0,1}\ (th) \\
 & = & 1,0 \pm 1,6 & \\
\mu_{ZH} & = & 0,1^{+3,6}_{-0,1}\ (stat) \ ^{+0,7}_{-0,0}\ (syst) \ ^{+0,1}_{-0,0}\ (th) \\
 & = & 0,1^{+3,7}_{-0,1} & \\
\mu_{ttH} & = & 1,6^{+2,6}_{-1,8}\ (stat) \ ^{+0,6}_{-0,4}\ (syst) \ ^{+0,5}_{-0,2}\ (th) \\
 & = & 1,6^{+2,7}_{-1,8} &
\end{array}
$$

(a)



(b)

FIGURE 8.31 – *Résumé des forces de signal mesurés pour les différents modes de production pour l'analyse de 2014 de $H \to \gamma\gamma$, de façon numérique (a) et graphique (b). Source : [2].*

Le canal $t\bar{t}H(\to \gamma\gamma)$ a fait l'objet d'une analyse spécifique [34] avec les données de 2011 et 2012. Les résultats peuvent notamment être interprétées en termes de limites sur la force du facteur d'échelle κ_t du couplage de Yukawa Htt. Sa variation (Fig. 8.32) engendre non seulement une modification des sections efficaces de production des processus ttH et tH, mais encore celle du rapport d'embranchement $H \to \gamma\gamma$, en particulier de l'interférence entre les contributions de W et t. Si κ_t est négatif, l'interférence $W - t$ devient positive, au lieu de la prédiction négative pour le Modèle Standard.

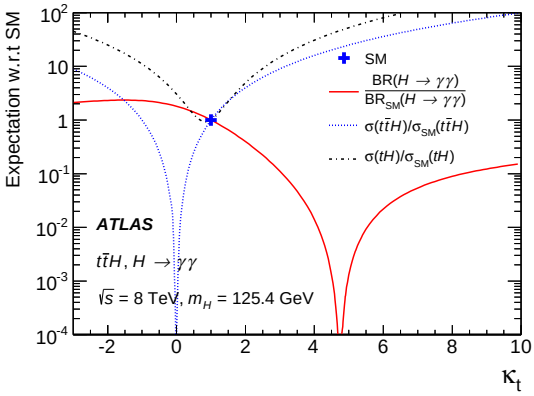
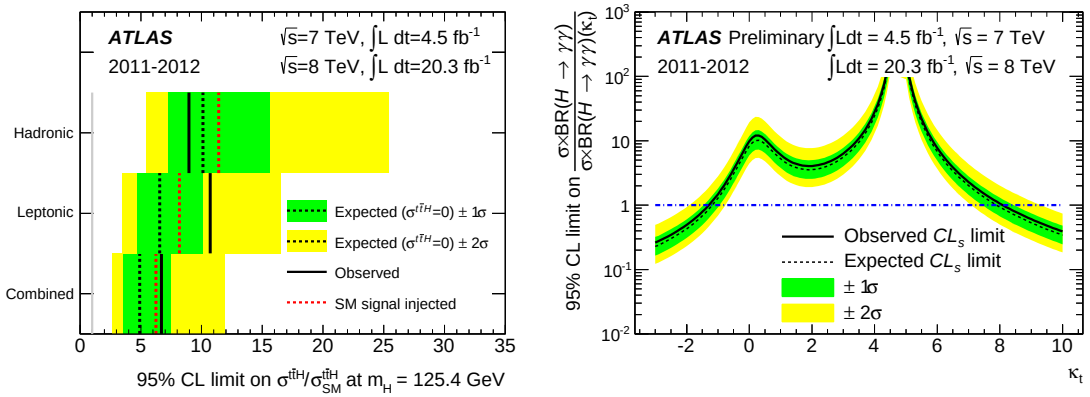


FIGURE 8.32 – *Impact du facteur d'échelle κ_t du couplage de Yukawa Htt sur la section efficace de production ttH, tH et la désintégration $H \to \gamma\gamma$. Source : [34] .*

La limite observée (Fig. 8.33a) à 95 % CL pour la production $t\bar{t}H$ (Fig. 8.33a) est de $6,7$ pour $m_H = 125,4\ GeV$. Les limites observées (respectivement attendues) sur le facteur d'échelle κ_t sont les limites basse de $-1,3$ (respectivement de $-1,2$) et haute de $8,0$ (respectivement de $+7,8$), ce qui est en faveur de la prédiction du Modèle Standard, correspondant à une interférence destructive entre les boucles de W et de *top* pour le couplage $H\gamma\gamma$.



(a) (b)

FIGURE 8.33 – *Limite à 95 % CL sur la section efficace de production ttH en fonction du facteur d'échelle κ_t du couplage de Yukawa Htt. Source : [34].*

8.8 Section efficace fiducielle et différentielle

La section efficace fiducielle correspond au rapport entre le nombre vrai d'événements sélectionnés dans une région d'espace des phases et la luminosité. Cette approche permet de pouvoir comparer les résultats expérimentaux avec les prédictions des calculs et outils théoriques, par définition moins souples au niveau des choix possibles de coupures et sélection. Elle s'écrit :

$$\sigma_{fid} = \frac{N_{rec}^{signal}}{C \cdot L} \tag{8.12}$$

où le nombre de signal N_{rec}^{signal} est obtenu par un ajustement signal+bruit. Le facteur C prend en compte les différences de reconstruction et sélection entre le niveau détecteur et particules : efficacité de trigger, de reconstruction, identification, isolation. Ce coefficient est le rapport entre les nombres d'événements sélectionnés et ceux générés dans le volume fiduciel $|\eta_\gamma^{truth}| < 2,37$, $p_{T_{\gamma_1}}^{truth}/m_{\gamma\gamma}^{truth} > 0,35$, $p_{T_{\gamma_2}}^{truth}/m_{\gamma\gamma}^{truth} > 0,25$.

La section efficace obtenue, compatible avec la valeur prédite de $30,5 \pm 3,3\ fb$ du Modèle Standard, est [35] :

$$\sigma_{fid}(pp \to H \to \gamma\gamma) = 43,2 \pm 9,4\ (stat)^{+3,2}_{-2,9}\ (syst) \pm 1,2\ (lumi)\ fb \tag{8.13}$$

La section efficace fiducielle est également mesurée pour différentes régions d'espace des phases [35], permettant d'être sensible à divers modes de production, aboutissant aux résultats présentés sur la figure 8.34.

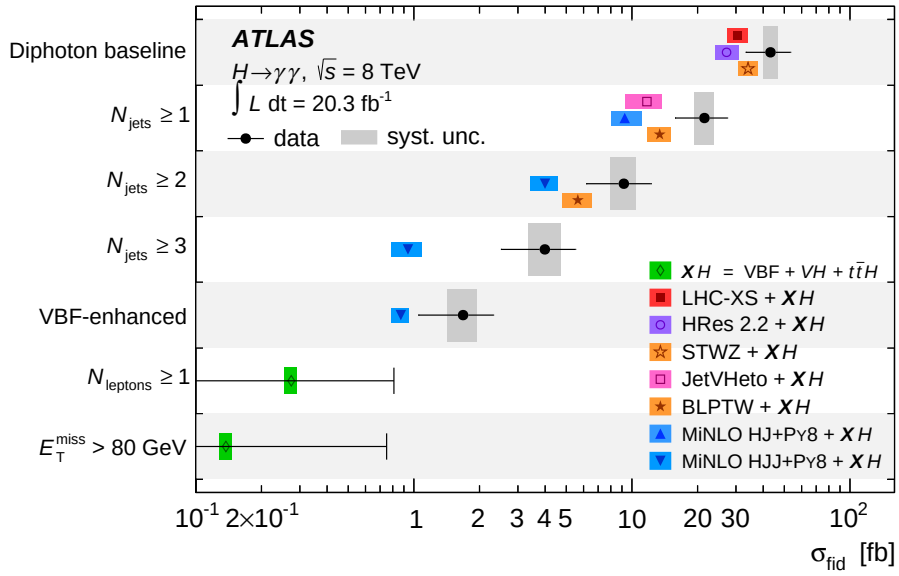


FIGURE 8.34 – *Mesures de sections efficaces pour différentes régions fiducielles. Source : [35].*

La mesure de la section efficace différentielle permet de sonder les mécanismes de production et désintégration mis en jeu pour le canal $H \to \gamma\gamma$. La mesure a été réalisée [35] avec une luminosité de $20,3\ fb^{-1}$ des données de 2012, dans une région fiducielle de deux photons isolés dans l'acceptance du détecteur. Les données sont divisées en intervalles de mesure (Fig. 8.35) de l'observable considérée. Un ajustement des données par un modèle bruit de fond plus signal pour chaque intervalle permet, après corrections de l'acceptance et de la résolution, d'obtenir la section efficace différentielle.

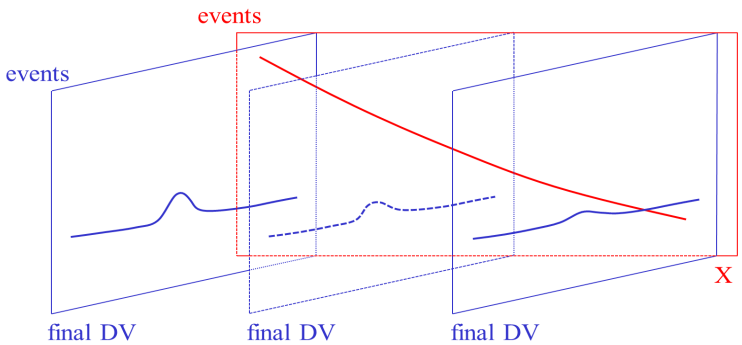


FIGURE 8.35 – *Illustration de la mesure d'une section efficace différentielle d'une observable X. L'ajustement du signal est réalisé par intervalle de l'observable X, de qui permet d'obtenir, après corrections d'acceptance et d'effets de résolution du détecteur, la section efficace différentielle $d\sigma/dX$.*

Les observables étudiées sont l'impulsion transverse du Higgs $p_T^{\gamma\gamma}$, sensible aux calculs de QCD perturbative, la distribution angulaire $y^{\gamma\gamma}$, permettant de sonder les corrections radiatives de QCD et densités de partons, les activités de jets, sensibles à la modélisation théorique et aux fractions relatives des différents modes de production du Higgs, par l'intermédiaire de la multiplicité de jets N_{jets}, l'impulsion $p_T^{j_1}$ et la distribution angulaire $|y^{j_1}|$ du jet dominant, l'impulsion $p_T^{j_2}$ du jet secondaire et la somme scalaire H_T des impulsions de jets. Les variables sensibles aux propriétés des nombres quantiques de l'état J^{PC} du Higgs sont la variable angulaire $|\cos\theta^*|$ dans le référentiel de Collins-Soper pour la discrimination de spin, $\Delta\phi_{jj}$ pour la mesure des propriétés de parité et conjugaison de charge (paramètres CP) du Higgs [36]. Les variables sensibles à la discrimination entre le processus ggH et VBF sont $|\Delta y_{jj}|$ et $\Delta\phi_{\gamma\gamma,jj}$.

Le nombre d'intervalles de mesure des observables est choisi afin d'avoir une significance de mesure de $1,5\ \sigma$ pour les variables.

Au niveau reconstruit, la sélection requiert deux photons d'impulsion respectives $E_T/m_{\gamma\gamma} > 0,35$ et $0,25$, ce qui permet de simplifier la forme en masse invariante, et un domaine de masse de $105\ GeV < m_{\gamma\gamma} < 160\ GeV$, afin de ne pas avoir d'effet de courbe sous le seuil du menu de déclenchement $g35_loose_g25_loose$. Le vertex primaire est choisi par un réseau de neurones combinant les informations du pointage calorimétrique et des traces pour les photons convertis, les informations des traces associées aux vertex : $\sum p_T$, $\sum p_T^2$ et l'angle $\Delta\phi$ entre le système diphotons et les traces associées au vertex. L'isolation est requise à être inférieure à $6\ GeV$ pour la partie calorimétrique, et $2,6\ GeV$ pour la partie de traces. Les jets, de type anti- k_T, ont une impulsion $p_T > 30\ GeV$ et une rapidité $|y| < 4.4$. Un veto est appliqué pour les recouvrements $\Delta R(j,\gamma) < 0.4$ et $\Delta R(j,e) < 0.2$. La coupure appliquée sur les jets est $JVF > 0,25$.

Au niveau particule, la sélection reflète celle au niveau objet reconstruit, afin de réduire l'extrapolation. Ainsi, à nouveau, deux photons respectant $E_T/m_{\gamma\gamma} > 0,35$ et $0,25$ sont sélectionnés, dans la région $|\eta| < 2,37$ et $105\ GeV < m_{\gamma\gamma} < 160\ GeV$. L'isolation calorimétrique au niveau particule est de $14\ GeV$, tandis que l'isolation de traces, non utilisée à ce niveau, n'a pas d'impact car d'effet bien plus faible.

L'ajustement est réalisé de manière simultanée dans les différents intervalles de mesure de chaque observable. La fonction de vraisemblance s'écrit :

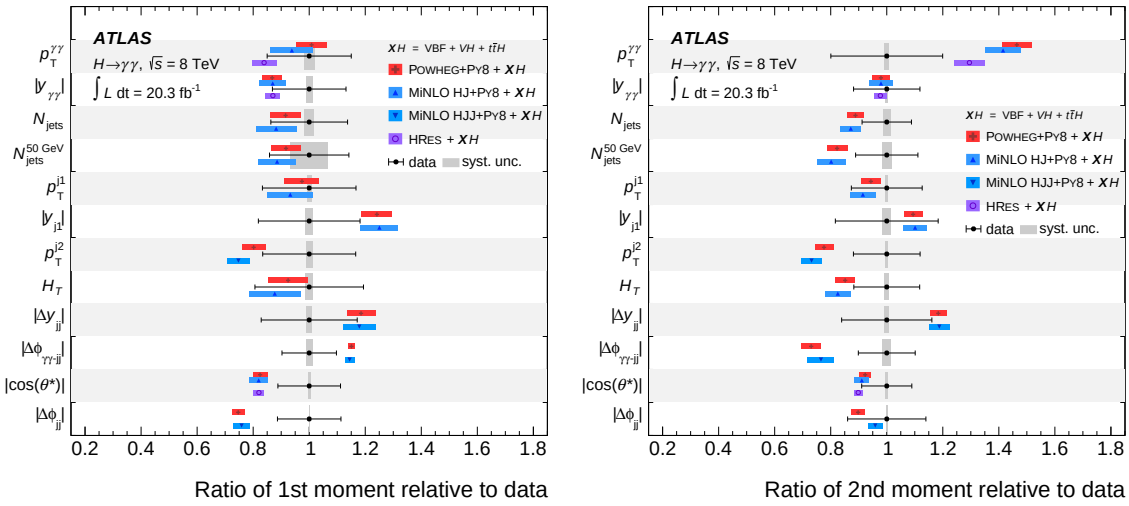
$$L(m_{\gamma\gamma}, s, b, m_H) = \prod_i \left\{ \frac{e^{-(s_i+b_i)}}{n_i!} \prod_j^{n_i} [s_i f_{s,i}(m_{\gamma\gamma}^j, m_H) + b_i f_{b,i}(m_{\gamma\gamma}^j) \right\} \prod_k G_k \qquad (8.14)$$

où s_i et b_i sont les nombres d'événements de type signal et bruit de de fond estimés dans les données, dans l'intervalle i de l'observable considérée et n_i le nombre d'événements correspondant mesuré. Les incertitudes tiennent compte de celles sur le nombre de signaux, reliées à la luminosité, l'efficacité de trigger, l'efficacité d'identification et d'isolation, la modélisation du bruit de fond, de celles sur la résolution en énergie des photons, et de

celles liées aux migrations entre catégories.

Les effets de détecteur sont déconvolués par des corrections (unfolding) : $c_i = n_i^{part.\ level}/n_i^{reco.\ level}$. Les incertitudes de ces facteurs sont obtenues en variant les fractions relatives entre processus par les incertitudes obtenues sur la force de signal correspondante, en variant les échelles théoriques dans les lots Monte-Carlo, en considérant la variation lorsque les interactions multiples sont désactivées, et en repondérant les prédictions par celles obtenues par l'unfolding.

La figure 8.36 résume les accords des observables avec la prédiction du Modèle Standard.



(a) (b)

FIGURE 8.36 – *Résumé des accords des mesures de section efficaces différentielles pour différentes observables, avec le Modèle Standard, sous forme de rapports : (a) moyennes et (b) dispersion (rms) du rapport. Source : [35].*

Les figures 8.37, 8.38, 8.39, 8.40 présentent les sections efficaces différentielles des différentes observables. Compte tenu de la statistique limitée, les résultats sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard.

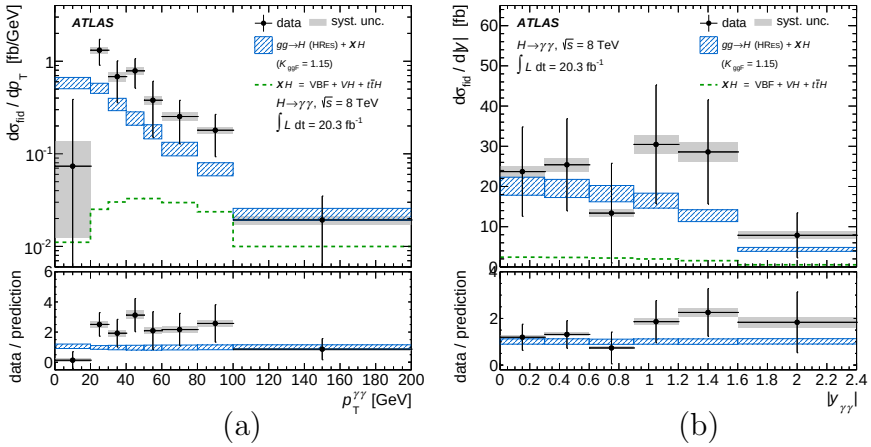


FIGURE 8.37 – *Sections efficaces différentielles observées pour différentes observables : (a) $p_T^{\gamma\gamma}$, (b) $|y^{\gamma\gamma}|$. Source : [35].*

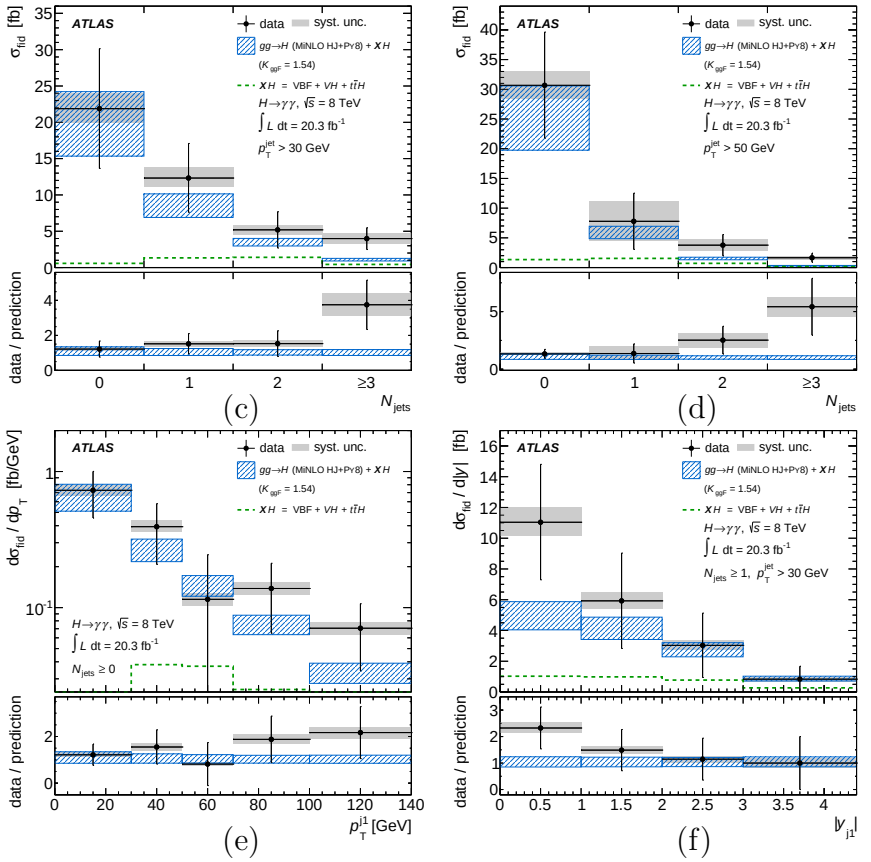


FIGURE 8.38 – *Sections efficaces différentielles observées pour différentes observables : (c) $N_{jets}, p_T > 30$ GeV, (d) $N_{jets}, p_T > 50$ GeV, (e) $p_T^{j_1}$, (f) $|y^{j_1}|$. Source : [35].*

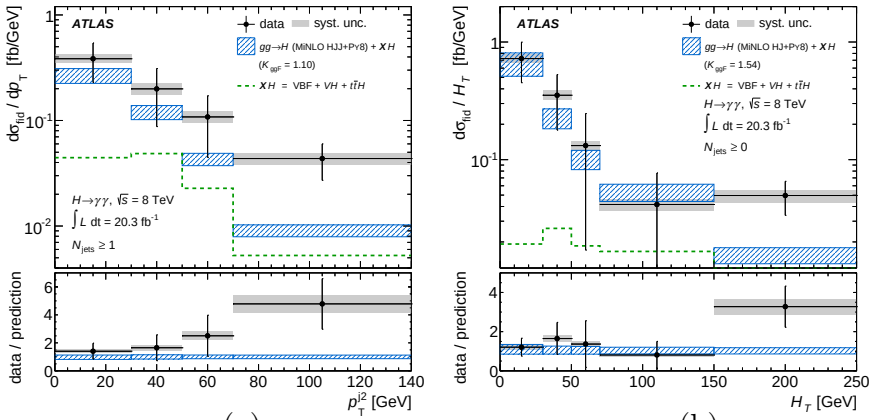


FIGURE 8.39 – *Sections efficaces différentielles observées pour différentes observables : (g) p_T^{j2}, (h) H_T. Source : [35].*

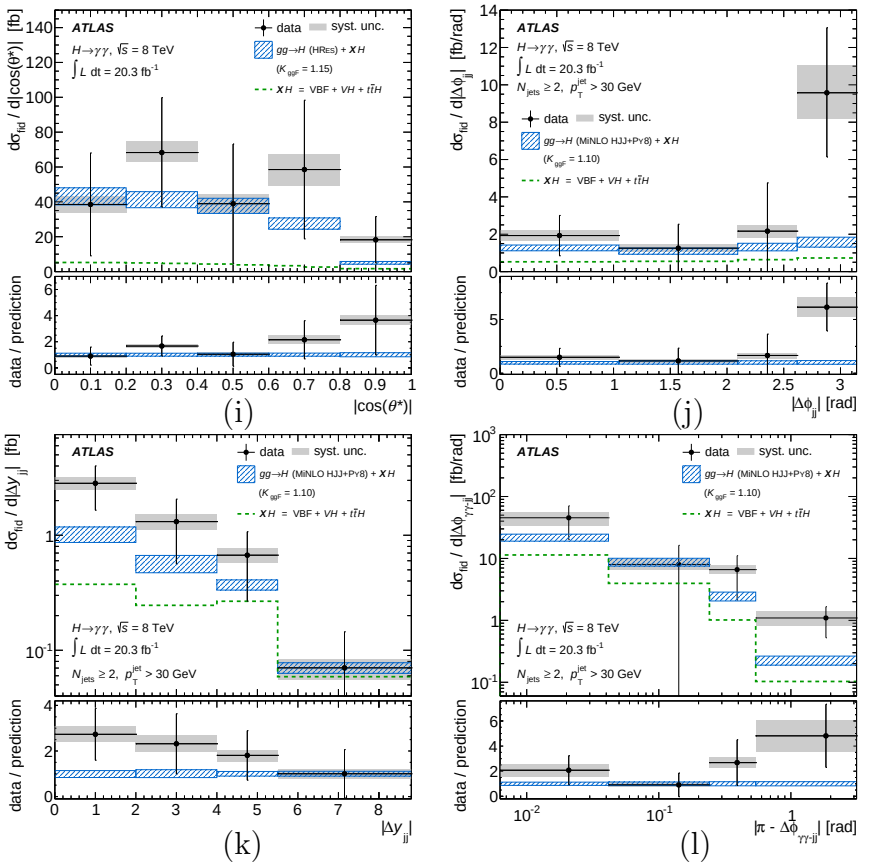


FIGURE 8.40 – *Sections efficaces différentielles observées pour différentes observables : (i) $|\cos\theta^*|$, (j) $|\Delta\phi_{jj}|$, (k) $|\Delta y_{jj}|$, (l) $|\pi - \Delta\phi_{jj,\gamma\gamma}|$. Source : [35].*

8.9 Analyse de spin

L'observation d'une résonance dans le canal diphotons détermine que la nouvelle particule est un boson et exclut l'hypothèse de spin 1, en vertu du théorême de Landau-Yang [37, 38]. Une variable sensible aux nombres quantiques (spin, parité) du boson observé est la distribution angulaire des photons, permettant de distinguer les hypothèses de spin 0 et 2. Pour un boson de Higgs, par définition de spin 0 (scalaire), la distribution angulaire entre un photon et le système diphotons est théoriquement plate dans le référentiel du centre de masse, mais déformée par les coupures cinématiques. En revanche, les couplages d'une particule de spin 2 comme le graviton, ne sont pas déterminées dans le cas le plus général. Le scénario de couplage minimal est typiquement utilisé. Pour le spin 2, la production dépend d'un paramètre inconnu à l'état des connaissances : la fraction de production du graviton par fusion de gluons par rapport à la fusion de quarks. Pour la première analyse, le générateur JHU (John-Hopkins-University) [39, 40], au *LO* est utilisé (Tab. 8.25). Le programme Madgraph 5, permettant, toujours à l'ordre *LO*, de générer les événements avec $0, 1, 2$ partons, correspond à la propositions des études ultérieures. Le générateur aMC@NLO permet en outre les calculs au *NLO*.

initial state	J^P	DSID	comments	$\cos\theta^*$ distribution
gg	0^+	167132	-	flat
gg	0^-	167133	-	flat
gg	2^+	167134	-	$1{+}6\cos^2\theta^*{+}\cos^4\theta^*$
gg	2^-	167135	*hybrid* pseudo-tensor	$(1{-}\cos^2\theta^*)^2$
$gg + q\bar{q}$	2^+	167136	75% gg	$1{-}\cos^4\theta^*$ for $q\bar{q}$
$gg + q\bar{q}$	2^-	167137	75% gg, *hybrid* pseudo-tensor	$\cos^2\theta^*(1{-}\cos^2\theta^*)$ for $q\bar{q}$

Tableau 8.25 – *Echantillons disponibles pour la première analyse de spin de $H \to \gamma\gamma$. Le spin 2 utilisé est une légère variante du pseudo-tenseur. Source : [41].*

Si le boson produit a une impulsion transverse non nulle, les axes des faisceaux ne coïncident pas avec la direction de vol de la résonance, qui définit le référentiel au repos. Plusieurs référentiels (Fig. 8.41) peuvent être utilisés : axe z suivant la poussée de la résonance (boost axis), axe z suivant les faisceaux et axe z de Collins-Soper (CS) [42].

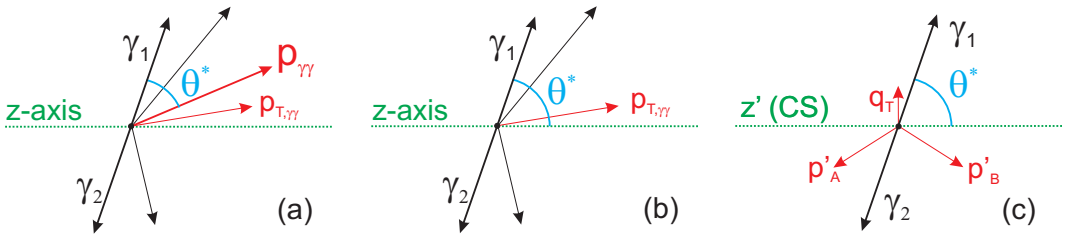


FIGURE 8.41 – *Différentes définitions de la variable angulaire utilisée pour différencier le spin 0 et le spin 1. (a) Angle par rapport à l'axe de poussée, (b) angle par rapport à l'axe des faisceaux, (c) angle par rapport à l'axe z de Collins-Soper. Pour (c), p'_A est l'impulsion du faisceau, p'_B est l'impulsion de la cible. Source : [41].*

Ce dernier référentiel minimise les effets d'impulsion transverse des radiations initiales en choisissant pour axe z la bissectrice des axes des faisceaux dans le référentiel du centre de masse, et apporte une sensitivité accrue pour distinguer entre les hypothèses de spin 0 et 2. L'angle dans le référentiel de Collins-Soper est défini par :

$$\cos\theta^*_{CS} = \frac{(E_1 + p_{z,1})(E_2 - p_{z,2}) - (E_1 - p_{z,1})(E_2 + p_{z,2})}{m\sqrt{m^2 + p_T^2}} \tag{8.15}$$

Cette variable peut être mise en forme pour montrer une faible corrélation entre masse et angle θ^*.

$$\cos\theta^* = \frac{\sinh(\eta_{\gamma_1} - \eta_{\gamma_2})}{\sqrt{1 + (p_T^{\gamma\gamma}/m_{\gamma\gamma})^2}} \frac{2p_T^{\gamma_L} p_T^{\gamma_S}}{m_{\gamma\gamma}^2} \tag{8.16}$$

La méthode pour la détermination du spin consiste à quantifier statistiquement l'accord de la distribution de $|\cos\theta^*|$ du signal extrait des données réelles avec la prédiction des hypothèses de spin 0 et 1 dans la région du signal où la résonance apparaît. La distribution en $|\cos\theta^*|$, paramétrisée en 20 intervalles de mesure, est prédite pour le bruit de fond par extrapolation, vers la région du signal, de l'ajustement de la distribution correspondante de la masse invariante dans la région de contrôle hors signal, tandis que celle du signal est prédite par simulation. L'ajustement de la masse invariante par intervalle permet de déduire la distribution angulaire du signal.

L'analyse de spin de mars 2013 [43–45], basée sur $20,7\ fb^{-1}$ de données de 2012 enregistrées à $\sqrt{s} = 8\ TeV$, utilise deux méthodes. La méthode nominale, dite méthode $1D \times 1D$ pour exprimer le produit de deux distributions à une dimension, utilise le produit des densités de probabilité de la masse invariante et de l'angle $\cos\theta^*$ dans la région de signal, justifié par la faible corrélation de ces variables. Afin de minimiser davantage les corrélations résiduelles, la coupure cinématique en p_T est réalisée de façon relative à la masse invariante de deux photons, avec $p_T^{\gamma_L}/m_{\gamma\gamma} > 0,35$ et $p_T^{\gamma_S}/m_{\gamma\gamma} > 0,25$. La méthode alternative, dite méthode $10 \times 1D$, de résultat comparable, utilise un ajustement de la masse invariante de paire de photons dans différents intervalles de $|\cos\theta^*|$.

La densité de probabilité du signal s'écrit comme la somme des contributions de spin 0 et 2, pondérées en fonction de la fraction de l'état de spin 0. Pour le spin 2, les deux modes de production considérés (gg et $q\bar{q}$) sont séparés en utilisant la fraction ϵ d'un mode. La production par VBF du spin 2 n'est pas considérée en l'absence de simulation. La densité de probabilité de l'angle du signal s'écrit ainsi :

$$f^s(\cos\theta^*|\epsilon_0, \epsilon_{2gg}) = \epsilon_0 f_0 + (1 - \epsilon_0)\left[\epsilon_{2gg} f_{2gg} + (1 - \epsilon_{2gg}) f_{2qq}\right] \tag{8.17}$$

Pour modéliser les deux hypothèses possibles de spin, une bonne modélisation de l'impulsion transverse est nécessaire. Dans le cas du spin 0, l'impulsion du processus dominant de fusion de gluons par PowHeg reproduit fidèlement la prédiction à l'ordre $NNLO/NNLL$ de HqT. Pour le spin 2, la production de JHU est au LO. Une repondération est faite par comparaison avec PowHeg. Une repondération des échantillons de Higgs de masse la plus proche de la résonance : $m_H = 125\ GeV$ est réalisée pour

bien modéliser les distributions angulaires du signal à $m_H = 126,5\ GeV$. La distribution angulaire pour le spin 0 utilise les différents processus du Modèle Standard, tandis que pour le spin 2, la production JHU, repondérée, est utilisée. La résolution intrinsèque du signal de spin 0 ou 2 est supposée négligeable par rapport à la résolution expérimentale, de sorte que la densité de probabilité de masse du signal est supposée identique entre spins 0 et 2, à partir de simulation complète du Higgs. Pour le bruit de fond, la distribution angulaire se fait par un ajustement avec une extrapolation qui exclut la région du signal. Un biais est introduit à partir de la différence entre la paramétrisation et le résultat de pseudo-expériences de bruit de fond. Les incertitudes systématiques résultent de la modélisation de la masse invariante, avec l'erreur sur la résolution, de l'ordre de 21 % obtenue en comparant la résolution de $Z \to ee$ entre la simulation et les données, de l'échelle d'énergie, de l'ordre de 1 %. Les incertitudes systématiques sur la modélisation de $|\cos\theta^*|$ proviennent de l'erreur sur l'identification des photons, inférieure à 1 %, de l'erreur sur l'échelle d'énergie, inférieure à 1 %, de l'interférence entre le signal $gg \to H \to \gamma\gamma$ et le bruit de fond non résonant $gg \to \gamma\gamma$, avec des effets jusqu'à 10 % pour $|\cos\theta^*|$ proche de l'unité.

Le test statistique est :

$$q = ln\frac{L_0(\hat{\hat{\theta}}_0)}{L_2(\hat{\hat{\theta}}_2)} \tag{8.18}$$

Le facteur 2 multiplicatif est retiré, aboutissant à une simple dilatation de l'axe de la distribution du test statistique, et n'a pas de conséquence dès lors que le traitement prend en compte le rapport utilisé. La limite d'exclusion de l'hypothèse spin 2 est obtenu par

$$1 - CL_s(2^+) = 1 - \frac{p(2^+)}{1 - p(0^+)} \tag{8.19}$$

La vraisemblance pour la méthode $1D \times 1D$ s'écrit

$$-ln\ L = n_s + n_b - \sum_{events} ln\left[n_s f_s(|\cos\theta^*|) f_s(m_{\gamma\gamma}) + n_b f_b(|\cos\theta^*|) f_b(m_{\gamma\gamma})\right] \tag{8.20}$$

La vraisemblance pour la méthode $10 \times 1D$ s'écrit

$$-ln\ L = n_s + n_b - \sum_{i=1}^{\substack{bins \\ |\cos\theta^*|}} \sum_{events} ln\left[n_s \epsilon_s^i f_s^i(m_{\gamma\gamma}) + n_b^i f_b^i(m_{\gamma\gamma})\right] \tag{8.21}$$

La distribution angulaire obtenue pour les données est présentée sur la figure 8.42. Après soustraction, la distribution est comparée (Fig. 8.43) aux deux hypothèses de spin 0 et 2.

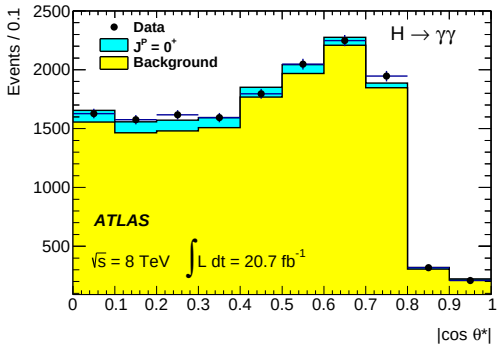


FIGURE 8.42 – *Distribution angulaire pour les données et l'ajustement des contributions de signal de spin* 0 *et bruit de fond. Source : [45].*

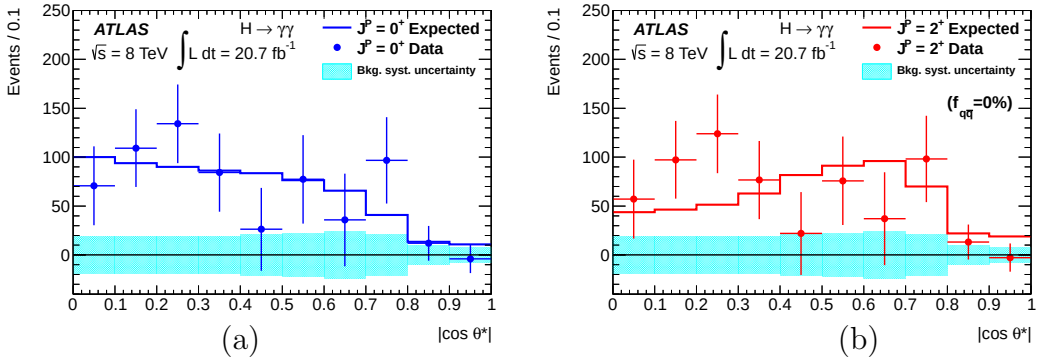


FIGURE 8.43 – *Distribution angulaire pour les données après soustraction du bruit de fond, et comparaison avec la prédiction, pour les hypothèses de spin (a)* 0 *et (b)* 2*. Source : [45].*

Le rapport de vraisemblances pour différentes fractions de production de spin 2 par fusion de quarks est présenté sur la figure 8.44. L'analyse exclut à 99 % *CL* l'hypothèse de spin 2 pour une production par fusion de gluons.

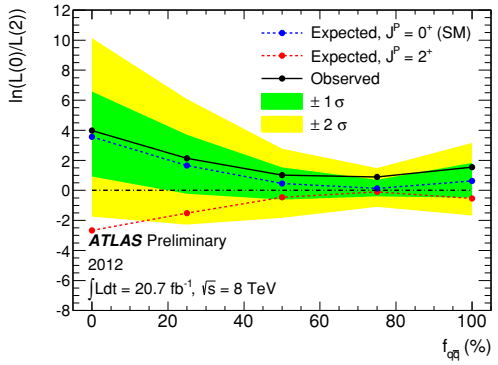


FIGURE 8.44 – *Distribution du rapport de vraisemblances des hypothèses de spins* 0 *et* 2 *en fonction de la fraction de production par des quarks de l'hypothèse spin* 2*. Source : [43, 44].*

8.10 Analyse fermiophobique avec $H \to \gamma\gamma$

Le Higgs se désintégrant en paires de photons a été recherché dans un scénario fermiophobique. L'analyse [46, 47] est basée sur une luminosité de $4,9\ fb^{-1}$ et utilise le modèle à 9 catégories avec p_{T_t}. En raison de l'absence de la fusion de gluon, l'impulsion transverse du système diphoton est particulièrement discriminante, par l'intermédiaire du processus VBF dominant dans ce scénario. Les catégories choisies sont : $p_T^{\gamma\gamma} \leq 40\ GeV$, $p_T^{\gamma\gamma} > 40\ GeV$. En raison de la coupure sur l'impulsion transverse, le spectre en masse invariante est déformé. Le bruit de fond a temporairement été modélisé par un polynôme du second degré sur la base de Bernstein [5] pour l'analyse préliminaire [5, 48], puis, le seuil de coupure ayant été baissé, le modèle exponentiel a été repris (Fig. 8.45), afin d'avoir des densités de probabilité définies positives. Les résultats (Fig. 8.46) donnent une exclusion observée du Higgs fermiophobique de $m_H = 110\ GeV$ à $m_H = 121\ GeV$, sans exclure la région $[118; 119,5]\ GeV$.

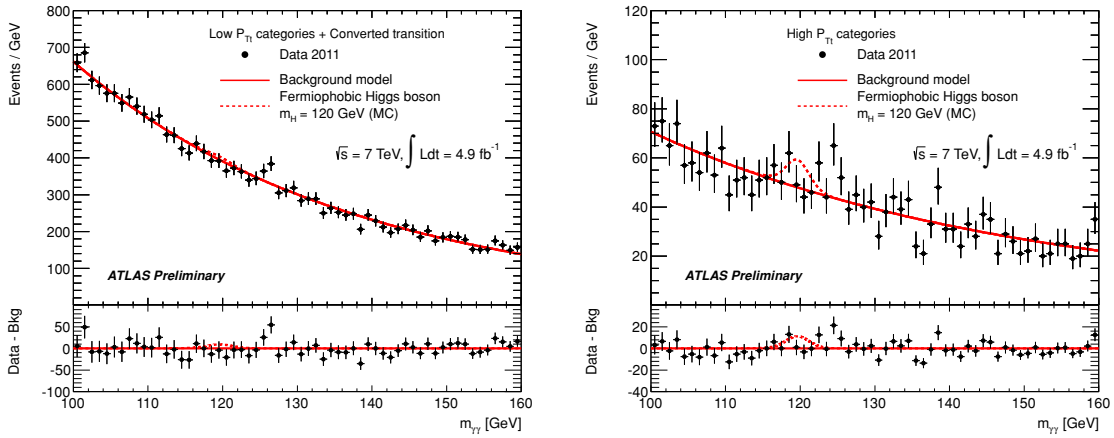


FIGURE 8.45 – *Ajustement du bruit de fond pour les deux catégories d'impulsion transverse. Source : [46].*

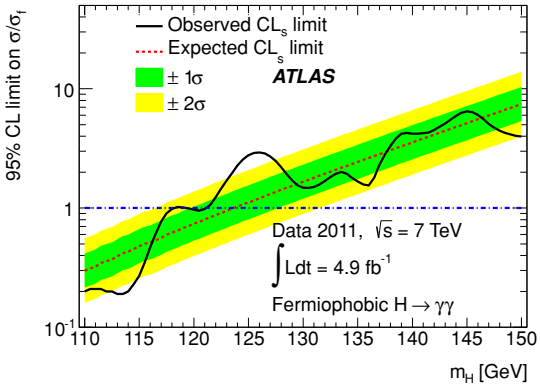


FIGURE 8.46 – *Limites obtenues pour l'analyse fermiophobique. Source : [5, 48].*

5. Pour certains choix de paramètres d'ajustement, la pdf peut devenir négative ce qui fait échouer l'ajustement. L'utilisation de polynômes de Bernstein évite ce problème puisque définis de façon positive dans le domaine $[0; 1]$, avec des coefficients définis positifs.

8.11 Recherche de résonances diphotons à haute masse

La résonance diphotons a été recherchée au-delà du domaine de masse $100 - 150\ GeV$ où l'analyse est sensible à un Higgs standard. Une analyse [49] utilisant l'ensemble des données de 2011 et 2012 a exploré le domaine $m_X = 65 - 600\ GeV$ pour la recherche d'une résonance étroite autre que celle découverte jusqu'à présent. Aucune déviation significative (Fig. 8.47) n'a été observée.

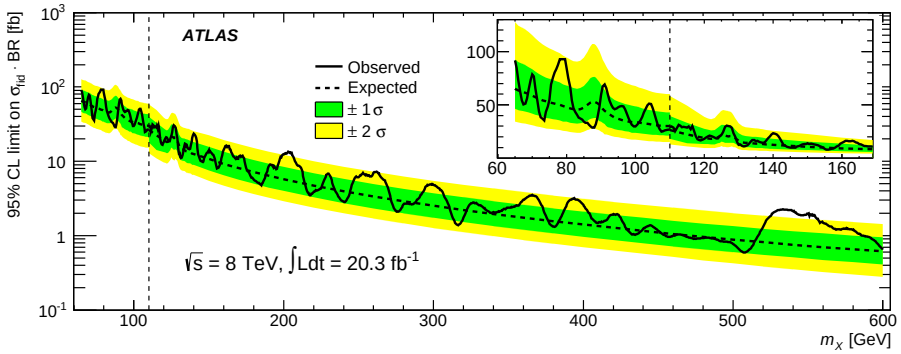


FIGURE 8.47 – *Limites obtenues sur la section efficace fiducielle (le rapport d'embranchement n'est pas inclus dans la section-efficace fiducielle) pour la recherche d'une résonance étroite dans le domaine* $m_X = 65 - 600\ GeV$. *Source : [49].*

8.12 Recherche de production de paire de Higgs dans le canal $H(bb)H(\gamma\gamma)$

La production de paires de Higgs dans le canal $H(bb)H(\gamma\gamma)$ a été recherchée [50] avec l'ensemble des données à $\sqrt{8\ TeV}$. Les résultats aboutissent à une limite à 95 % entre $0,8$ et $3,5\ pb$ pour la recherche d'une production résonante et de $2,2\ pb$ pour celle d'une production non résonante. La sensibilité pour sonder la production di-Higgs du Modèle Standard sera atteinte pour la phase $HL - LHC$.

Une note de prospectives [51, 52] pour une campagne avec une luminosité de 3000 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 14\ TeV$ aboutit à une significance de $1,3\ \sigma$ pour la recherche de double production de Higgs dans ce canal.

8.13 Recherche de $t \to qH$

Le canal $t \to qH$ a été recherché [53], aboutissant à des limites sur le rapport d'embranchement $t \to qH$ de $0,97$ et sur le couplage tqH de 0,17, à 95 % CL.

8.14 Comparaison, entre ATLAS et CMS, de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de juillet 2012 aboutissant, à l'aide d'autres canaux, à la découverte d'une nouvelle particule

L'annonce de la découverte d'une nouvelle particule par le CERN repose sur les excès à au moins $5,0\ \sigma$, observés à la fois par les expériences ATLAS [54] et CMS [55, 56]. L'analyse de CMS utilise $5,1\ fb^{-1}$ de données accumulées en 2011 et $5,3\ fb^{-1}$ de données accumulées en 2012, et combine les canaux $H \to bb$, $H \to \tau\tau$, $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ$, $H \to WW$. La masse mesurée est $125,3 \pm 0,4\ (stat) \pm\ 0,5\ (syst)$.

Le tableau 8.26 présente la comparaison entre les analyses $H \to \gamma\gamma$ de ATLAS et CMS pour la découverte d'une nouvelle particule.

	ATLAS	CMS
Luminosity	4.8 fb^{-1} at 7 TeV 5.9 fb^{-1} at 8 TeV	5.1 fb^{-1} at 7 TeV 5.3 fb^{-1} at 8 TeV
Calibration	MVA-based	MVA-based
Photon Kinematics	$p_T^{\gamma_1} > 40$ GeV $p_T^{\gamma_2} > 30$ GeV $\lvert\eta\rvert < 2.37$ (excluding $1.37 - 1.52$)	$p_T^{\gamma_1}/m_{\gamma\gamma} > 1/3$ $p_T^{\gamma_2}/m_{\gamma\gamma} > 1/4$ $\lvert\eta\rvert < 2.5$ (excluding $1.44 - 1.57$)
Jet Selection	$p_T^{jet} > 25$ GeV ($p_T^{jet} > 30$ GeV for $\lvert\eta\rvert > 2.5$ for 8 TeV) $JVF > 0.75$ $\lvert\eta\rvert < 4.5$ $\Delta\eta_{jj} > 2.8$ $M_{jj} > 400$ GeV $\lvert\Delta\phi_{jj-\gamma\gamma}\rvert > 2.6$	$p_T^{jet} > 30$ GeV ($p_T^{jet_2} > 20$ GeV for the loose dijet class) $\lvert(\eta^{jet_1} + \eta^{jet_2})/2 - \eta^{\gamma\gamma}\rvert < 2.5$ $\lvert\eta\rvert < 4.7$ $\Delta\eta_{jj} > 3.0$ $M_{jj} > 500$ GeV ($M_{jj} > 250$ GeV for the loose dijet class) $\lvert\Delta\phi_{jj-\gamma\gamma}\rvert > 2.6$
PV selection	Likelihood (calorimeter pointing + tracking + conversion)	MVA (tracking + p_T balance + conversion)
Identification	Neural network and cut based (NN2011 for 7 TeV and Tight2012 for 8 TeV)	MVA based
Isolation	Topocluster-based	Particle-flow (included in photon Id BDT)
Categorization	9 categories (conversion, η, p_{Tt}) 2-jet	4 categories (based on diphoton BDT) 2-jet (2 classes for 8 TeV tight and loose)

Tableau 8.26 – *Comparaison, entre ATLAS [8] et CMS [57], de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de juillet 2012 aboutissant, à l'aide d'autres canaux, à la découverte d'une nouvelle particule par chacune des expériences. Source : [58].*

L'analyse $H \to \gamma\gamma$ de CMS [57] utilise $5,1\ fb^{-1}$ de données accumulées à une énergie de $7\ TeV$ et $5,3\ fb^{-1}$ de données accumulées à une énergie de $8\ TeV$. Les photons sont reconstruits à partir de clusters dans le calorimètre électromagnétique et d'agrégation de clusters d'un certain seuil d'énergie, dit supercluster, défini par rapport au cristal le plus énergétique. Dans le tonneau, sa taille est de 5 cristaux en η, avec une extension variable

en ϕ. Dans le bouchon, son extension est de 5×5 en $x - y$. La fraction d'énergie déposée dans une fenêtre 3×3 de cristaux autour du cristal le plus énergétique du supercluster, dite variable R_9, est utilisé dans l'identification, et permet notamment d'identifier les conversions, caractérisées par une faible valeur. L'énergie est corrigée, à partir d'un arbre de décision stimulé (BDT), pour tenir compte de la taille de la gerbe hors du cluster et les pertes par conversion dans la matériel en amont du calorimètre. Les jets, utilisant un algorithme anti-k_T, sont reconstruits par un algorithme de détermination du flux de particules, utilisant l'ensemble des sous-détecteurs de CMS.

Le déclenchement, d'efficacité supérieure à 99 %, se fait par deux sélections possibles : soit par une identification calorimétrique et une isolation lâches, soit par une grande valeur de la variable R_9. Le vertex primaire est identifié à partir du résultat d'un BDT utilisant les propriétés des traces associées aux candidats vertex et leur corrélations avec les propriétés du système diphotons. Les variables discriminantes utilisées sont $\sum_{trks} p_T^2$ et deux variables de balance en p_T : $-\sum_{trks}\left(\vec{p}_T \cdot \frac{\vec{p}_T^{\gamma\gamma}}{|\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|}\right)$ et $|\sum_{trks}\vec{p}_T| - p_T^{\gamma\gamma}/|\sum_{trks}\vec{p}_T| - p_T^{\gamma\gamma}$. Dans le cas des conversions, en outre est utilisé le nombre de déviations standards du vertex avec celui obtenu en combinant les informations du point de conversion et du supercluster. L'efficacité de trouver le bon vertex à moins de 10 mm de la bonne position est de 83 % pour l'analyse à 7 TeV et 79 % pour l'analyse à 8 TeV.

La sélection requiert deux candidats photons d'impulsions respectives $p_T^{\gamma}(1) > m_{\gamma\gamma}/3$ et $p_T^{\gamma}(2) > m_{\gamma\gamma}/4$. L'identification utilise un arbre de décision stimulé, utilisant les variables de forme de gerbe, d'isolation, de densité d'énergie afin de corriger l'isolation de l'empilement, et la direction η du supercluster. L'identification des photons retient plus de 99 % des événements signal tout en rejetant 27 % des événements dans les données pour la région $100 < m_{\gamma\gamma} < 180$ GeV.

Une classification des événements utilise l'impulsion transverse relative des photons : $p_T^{1(2)}/m_{\gamma\gamma}$, les directions des photons $\eta^{1(2)}$, l'angle azimutal entre les photons dans le plan transverse $cos(\phi_1 - \phi_2)$, la résolution relative en masse invariante $\sigma_m^{right}/m_{\gamma\gamma}$ par rapport au vertex choisi, la variable d'identification du système diphotons.

Afin d'améliorer la sensibilité de l'analyse, différentes classes d'événements sont définies à partir de la valeur du BDT du système diphotons. Une division récursive de la valeur BDT permet de définir le seuil de séparation afin d'obtenir la meilleure limite d'exclusion attendue. Au delà de 5 catégories, le gain est négligeable, de l'ordre de 1 %. Les événements dans la catégorie de plus bas rapport signal sur bruit sont enlevés de l'analyse, ce qui se traduit par une baisse de 76 % des candidats diphotons dans le domaine $100 < m_{\gamma\gamma} < 180$ GeV et de 22 % des candidats Higgs. Les propriétés des différentes catégories montrent que la première catégorie (classe 0) est dominée par les événements ayant $p_T^{\gamma\gamma} > 40$ GeV tandis que la deuxième catégorie (classe 1) est dominée par des événements où les deux photons sont non convertis et situés dans le tonneau.

Une catégorie de dijets est ajoutée, ce qui augmente la sensibilité attendue de 10 %. Pour cette catégorie, le critère cinématique sur le photon dominant est $p_T^\gamma > m_{\gamma\gamma}/2$ afin de diminuer le bruit de fond. L'impulsion des jets doit être supérieure à 30 GeV sauf pour l'analyse des données de 8 TeV où le critère pour le jet sous-dominant est de 20 GeV. La masse dijets est requise respectivement de $m_{jj} > 500$ GeV et $m_{jj} > 250$ GeV pour les données à 7 et 8 TeV. Les jets doivent être suffisamment distants pour respecter la topologie VBF : $\Delta\eta(j,j) > 3,0$ mais aussi distants du système diphotons : $\Delta\eta(jj,\gamma\gamma) < 2,5$ et $\Delta\phi(jj,\gamma\gamma) > 2,6$. Les critères distincts entre les données de 7 et 8 TeV permettent de créer deux catégories pour ce deuxième cas, incluant la catégorie caractéristique de l'analyse 7 TeV et de l'analyse 8 TeV.

Un excès est trouvé à une masse $m_H = 125$ GeV avec une significance locale de $4,1$ σ.

Le tableau 8.27 compare la modélisation du bruit de fond, avec des critères similaires pour les deux expériences.

	ATLAS	CMS
Acceptance Criteria	Spurious signal < 20% of the fitted signal uncertainty Or spurious signal < 10% of the fitted signal yield	Bias < 20% of the fitted signal uncertainty
Parametrizations	Bernstein Polynomial 4^{th} order Exponential of 2^{nd} order polynomial Exponential	Polynomials 3^{rd} - 5^{th} order

Tableau 8.27 – *Comparaison, entre ATLAS [8] et CMS CMS [57], de la modélisation du bruit de fond par un ajustement de la masse invariante, pour l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de juillet 2012 aboutissant, à l'aide d'autres canaux, à la découverte d'une nouvelle particule par chacune des expériences. Source : [58].*

Le tableau 8.28 présente les nombres d'événements attendus de signal, le bruit de fond estimé dans une fenêtre du signal (typiquement 90 % du signal), la pureté en composante diphotons et la résolution en masse invariante. Le bruit de fond est plus faible de 30 % par la sélection par un arbre de décision boosté. Les résolutions sont similaires dans le cas inclusif bien que la résolution de ATLAS soit légèrement meilleure par la détermination du vertex primaire utilisant notamment les informations du calorimètre électromagnétique, peu sensible à l'empilement, mais également le terme constant qui est meilleur pour ATLAS à cette période. La résolution de la meilleure catégorie est meilleure pour CMS en raison de la résolution intrinsèque de la technologie à cristal de plomb.

	ATLAS	CMS
Expected signal events for $M_H = 125$ GeV (per fb^{-1})	17 (7 TeV) 19 (8 TeV)	15 (7 TeV) 19 (8 TeV)
Background events at a mass of 125 GeV (per GeV per fb^{-1})	100	70
Purity	$80 \pm 4\%$ (7 TeV) $75^{+3}_{-2}\%$ (8 TeV)	72%
Inclusive mass resolution at $M_H = 120$ GeV (FWHM/2.35)	1.61 GeV (7 TeV) 1.65 (8 TeV)	1.35 GeV (7 TeV) 1.57 GeV (8 TeV)
(FWHM/2.35) for the best category at 120 GeV	1.31 GeV (7 TeV) 1.32 (8 TeV)	1.07 GeV (7 TeV) 1.21 GeV (8 TeV)
Inclusive σ_{eff}	1.75 GeV (7 TeV) 1.73 (8 TeV)	1.76 GeV (7 TeV) 2.06 GeV (8 TeV)

Tableau 8.28 – *Comparaison, entre ATLAS [8] et CMS CMS [57], des nombres d'événements signal attendus, bruit de fond estimé dans une fenêtre du signal (typiquement* 90 % *du signal), pureté et résolution en masse invariante, pour l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de juillet 2012 aboutissant, à l'aide d'autres canaux, à la découverte d'une nouvelle particule par chacune des expériences. Source : [58].*

Le tableau 8.29 présente les résultats statistiques.

	ATLAS	CMS
Fitted signal strength ($\hat{\mu}$)	1.8 ± 0.5 at $M_H = 126.5$ GeV	1.6 ± 0.4 at $M_H = 125$ GeV
Expected median limit 95% C.L	0.8 SM at $M_H = 125$ GeV	0.76 SM at $M_H = 125$ GeV
Expected exclusion 95% C.L	$110 - 139.5$ GeV	$110 - 145$ GeV
Observed exclusion 95% C.L	$112 - 123$ GeV $132 - 143.5$ GeV	$114 - 121$ GeV $129 - 132$ GeV and $138 - 149$ GeV
Expected local significance	2.5 σ at $M_H = 126.5$ GeV	2.7 σ at $M_H = 125$ GeV
Observed local significance	4.5 σ at $M_H = 126.5$ GeV	4.1 σ at $M_H = 125$ GeV
Observed global significance	3.6 σ for $110 < M_H < 150$ GeV	3.2 σ for $110 < M_H < 150$ GeV
Mass measurement	126.7 ± 0.4 (stat) ± 0.5 (sys) GeV	125.1 ± 0.4 (stat) ± 0.6 (sys) GeV

Tableau 8.29 – *Comparaison, entre ATLAS [8] et CMS CMS [57], des résultats statistiques, pour l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de juillet 2012 aboutissant, à l'aide d'autres canaux, à la découverte d'une nouvelle particule par chacune des expériences. Source : [58].*

8.15 Comparaison, entre ATLAS et CMS, de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de la publication 2014 finale pour les données de 2011 et 2012

Le tableau 8.30 présente la comparaison entre les analyses $H \to \gamma\gamma$ de ATLAS et CMS pour la découverte d'une nouvelle particule. L'analyse $H \to \gamma\gamma$ de Atlas n'a pas été mise à jour pour certaines mesures, par exemple le spin, au moment de la publication de 2014. Pour ces mesures, les résultats précédents sont utilisés dans les tableaux comparatifs.

	ATLAS	CMS
Luminosity	4.5 fb^{-1} at 7 TeV 20.3 fb^{-1} at 8 TeV	5.1 fb^{-1} at 7 TeV 19.7 fb^{-1} at 8 TeV
Calibration	MVA-based	MVA-based
Photon Kinematics	$p_T^{\gamma_1}/m_{\gamma\gamma} > 0.35$ GeV $p_T^{\gamma_2}/m_{\gamma\gamma} > 0.25$ GeV $\lvert\eta\rvert < 2.37$ (excluding $1.37 - 1.56$)	$p_T^{\gamma_1}/m_{\gamma\gamma} > 1/3$ $p_T^{\gamma_2}/m_{\gamma\gamma} > 1/4$ $\lvert\eta\rvert < 2.5$ (excluding $1.44 - 1.57$)
PV selection	Likelihood (calorimeter pointing + tracking + conversion)	MVA (tracking + p_T balance + conversion)
Identification	Neural network and cut based (NN2011 for 7 TeV and Tight2012 for 8 TeV)	MVA based
Isolation	Topocluster-based	Particle-flow (included in photon Id BDT)

Tableau 8.30 – *Comparaison, entre ATLAS et CMS, de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de la publication 2014 finale pour les données de* 2011 *et* 2012*. Les critères sont écrits délibérement en anglais.*

La calibration d'ATLAS, qui utilise des clusters de taille fixe, réalise des corrections d'uniformité et une intercalibration entre couches du calorimètre électromagnétique. La calibration de CMS, qui utilise des superclusters de taille fixe (5 cellules) en η, de taille variable en ϕ, réalise une intercalibration entre cellules à partir de désintégrations de π^0, η et $W \to e\nu$. Les deux expériences utilisent une calibration globale à partir d'événements $Z \to ee$, statique pour Atlas, variable en temps pour CMS, en raison de la variation de transparence des cristaux de tungstate de plomb.

Le vertex pour CMS utilise un BDT utilisant la somme des impulsions quadratiques des traces associées au vertex : $\sum \vec{p_T}^2$, et des variables de balance d'impulsion transverse, vectorielle et scalaire, entre le système diphotons et de traces associées au vertex : $-\sum(\vec{p}_T \cdot \frac{\vec{p}_T^{\gamma\gamma}}{|\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|})$, $(|\sum \vec{p}_T| - |\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|)/(|\sum \vec{p}_T| + |\vec{p}_T^{\gamma\gamma}|)$. Pour les photons convertis, le pull du vertex reconstruit est utilisé. Les performances pour reconstruire le vertex diphotons sont proches : pour une énergie $\sqrt{s} = 8\ TeV$, l'efficacité pour reconstruire le vertex à 15 mm (resp. 10 mm) du vrai vertex est de 93 % pour ATLAS, de 79,6 % pour CMS.
Pour Atlas, la paramétrisation de la masse invariante correspond à la somme d'une foncion Crystal-Ball et d'une gaussienne. Pour CMS, il s'agit d'une somme de trois gaussiennes. Dans les deux cas, les différentes contributions de fonctions peuvent avoir des valeurs moyennes distinctes. La résolution de CMS est meilleure, par la technologie de tungstate

de plomb, mais les queues de distributions sont plus grandes, car la catégorie de moindre résolution de CMS a une dispersion plus grande que celle correspondante d'ATLAS.

Les catégories de CMS sont : ttH leptonique, ttH multijets, VH tight avec au moins un lepton, dédié aux processus $W(\to l\nu)H$ et $Z(\to ll)H$, VH loose avec au moins un lepton, dédié aux processus $W(\to l\nu)H$ et $Z(\to ll)H$, VH dijets, ainsi que quatre catégories non étiquetées par un processus particulier, dominés par le production ggH. Au total, il y a 14 catégories pour $\sqrt{s} = 8\ TeV$, 11 pour $\sqrt{s} = 7\ TeV$. Outre les processus sondés par CMS, l'analyse d'ATLAS utilise une catégorie dédiée exclusivement au processus $Z(ll)H(\gamma\gamma)$.

Les générateurs pour la simulation du signal sont semblables entre les deux expériences : ggH et VBF par PowHeg, WH et ZH par Pythia. Pour le mode ttH, ATLAS utilise un générateur au $NLO\ QCD$: PowHel, tandis que CMS utilise Pythia (au LO). ATLAS considère en outre les modes de production tH : $tHjb$ et WtH, respectivement avec Madgraph et aMC@NLO, mais également tient compte de la section efficace du mode bbH.

Les stratégies de sélection d'ATLAS et CMS sont voisines, avec des performances similaires. Cependant, certains modes sont mieux contraints par l'une ou l'autre des expériences. ATLAS isole mieux les modes $Z(\to \nu\nu)H$, $W(\to l\nu)H$ que CMS, par une sélection de moindre contamination en le mode ggH. CMS isole mieux les modes $Z(\to jj)H$, $W(\to jj)H$ qu'ATLAS, par une sélection de moindre contamination en le mode ggH. CMS isole mieux le mode ttH leptonique qu'ATLAS, par une sélection de moindre contamination en le mode WH.

Pour le mode ggH, ATLAS utilise les informations de position (η) dans le détecteur et l'impulsion (p_{T_t}) pour définir quatre catégories de rapports signal sur bruit distincts. CMS utilise environ 5 catégories (le nombre varie entre la prise de données de 7 et 8 TeV) basées sur la réponse d'un arbre de décision exploitant les informations du vertex diphotons. Comme le spectre en impulsion transverse du candidat Higgs est une variable à caractère discriminant, sa modélisation est importante. ATLAS, qui utilise le générateur Pythia 8, utilise une repondération du spectre en impulsion transverse permettant d'être en accord avec la prédiction de divers outils théoriques :

- pour la modélisation inclusive du spectre en p_T : $HRes$, à l'ordre $NNLO + NNLL\ QCD$, tenant compte de la masse non nulle des quarks top et bottom et de leur interférence
- pour la multiplicité $N_{jets} \geq 2$, le programme MinLO à l'ordre NLO avec gerbe de parton,
- pour la prédiction de la multiplicité du nombre de jets jusqu'à $N_{jets} = 2$, le programme JetVHeto à l'ordre $NNLO$.

CMS, utilisant le générateur Pythia 6, repondère son spectre en masse invariante à la prédiction de HqT, au NLO, soit de façon transparente par l'intermédiaire des paramètres de la génération (campagne 8 TeV), soit explicitement (campagne 7 TeV) au niveau de l'analyse. L'interférence entre le signal $gg \to \gamma\gamma$ et le bruit de fond $gg \to \gamma\gamma$ est

prise en compte par les deux expériences, à l'ordre NLO pour ATLAS, LO pour CMS. Pour le mode VBF, les deux expériences utilisent un arbre de décision basé sur des variables discriminantes similaires. ATLAS repondère le spectre en masse invariante pour tenir compte des corrections électrofaibles, par le programme Hawk. Pour le mode VH hadronique, dont CMS isole mieux de la contamination ggH qu'ATLAS, CMS utilise une coupure plus dure en $p_T^\gamma/m_{\gamma\gamma}$, $p_T^{\gamma\gamma}$, p_T^j, ce qui contribue à cet effet. ATLAS repondère le spectre en masse invariante pour tenir compte de l'ordre $NLO\ QCD$ et des corrections électrofaibles, par le programme Hawk. Pour le mode VH avec MET, les deux sélections sont voisines. ATLAS utilise une coupure supplémentaire sur l'impulsion transverse diphotons, ce qui contribue à réduire la contamination de ggH. Pour le mode VH avec lepton, ATLAS utilise une coupure sur la significance de MET, ce qui permet de réduire la contamination de $Z(ll)H$, que CMS absorbe dans cette catégorie. ATLAS repondère le spectre en masse invariante pour tenir compte de l'ordre $NLO\ QCD$ et des corrections électrofaibles, par le programme Hawk. ATLAS utilise une catégorie spécifique pour $Z(ll)H$. Pour le mode ttH les sélections sont voisines, basées sur la multiplicité des jets et l'étiquetage de b. CMS utilise une coupure plus dure en $p_T^\gamma/m_{\gamma\gamma}$, ce qui contribue à réduire la contamination du mode ggH.

Concernant l'approche statistique, les deux expériences utilisent une méthode de rapport de vraisemblance profilée, avec des paramètres de nuisance et un signal spurieux. Pour des raisons de vitesse de calcul, CMS utilise un ajustement par intervalles de mesure (ajustement binné), avec des intervalles de 250 MeV, de taille négligeable par rapport à la résolution en masse. Il a été vérifié que les résultats sont compatibles avec une méthode sans intervalles de mesure. La modélisation du bruit de fond de ATLAS utilise pour chaque catégorie la forme fonctionnelle apportant la meilleure sensibilité sur les paramètres de force de signal de chaque mode de production, parmi les formes fonctionnelles respectant des conditions pour éviter de modéliser des fluctuations du bruit de fond et d'absorber un signal réel. La modélisation du bruit de fond de CMS utilise une méthode profilée discrète en ajoutant un terme discret lié au choix de la forme fonctionnelle. Un terme de pénalité est ajouté pour tenir compte de son nombre de degrés de liberté.

La figure 8.48 présente la distribution en masse invariante de paires de photons, pondérée par le rapport $S/(S+B)$, pour l'analyse de CMS.

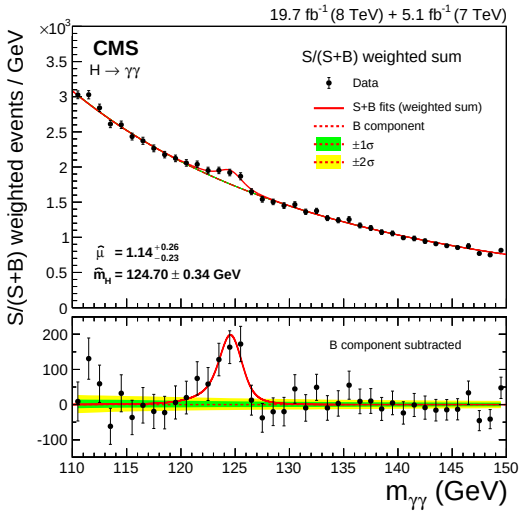


FIGURE 8.48 – *Distribution en masse invariante de paires de photons, pondérée par le rapport $S/(S+B)$, pour les données de CMS, dans le canal $H \to \gamma\gamma$ de l'analyse de 2014. Source : [59].*

Le tableau 8.31 présente les résultats statistiques.

	ATLAS	CMS
Fitted signal strength ($\hat{\mu}$)	1.29 ± 0.30 1.14 ± 0.21 (stat) $^{+0.09}_{-0.05}$ (syst) $^{+0.13}_{-0.09}$ (th)	$1.14^{+0.26}_{-0.23}$
Expected significance	(not documented)	5.2 σ
Observed significance	5.2 σ (couplings)	5.7 σ
Signal strength (mass)	$\mu = 1.29 \pm 0.30$	$\mu = 1.14^{+0.26}_{-0.23}$
Signal strength (coupling)	$\mu = 1.15^{+0.28}_{-0.25}$	$\mu = 1.14^{+0.26}_{-0.23}$
Mass measurement	$125.98 \pm 0.42(stat) \pm 0.28(syst)$ *GeV* 125.98 ± 0.50 *GeV*	124.70 ± 0.31 (stat) ± 0.15 (syst) GeV 124.70 ± 0.34 GeV
(for coupligns)	125.4 *GeV*	
observed Γ_H limit (95 % *CL*)	5 *GeV*	2.4 *GeV*
expected Γ_H limit (95 % *CL*)	6.2 *GeV*	3.1 *GeV*
Couplings measurement	$\mu_{ggF} = 1.30 \pm 0.32(stat)\ ^{+0.23}_{-0.13}\ (syst)$ $\mu_{VBF} = 0.8^{+0.7}_{-0.6}\ (stat) \pm 0.3(syst)$ $\mu_{WH} = 1.0^{+1.6}_{-1.4}\ (stat)\ ^{+0.4}_{-0.2}\ (syst)$ $\mu_{ZH} = 0.1^{+3.6}_{-0.1}\ (stat)\ ^{+0.8}_{-0.0}\ (syst)$ $\mu_{ttH} = 1.5^{+2.5}_{-1.7}\ (stat)\ ^{+0.7}_{-0.4}\ (syst)$	$\mu_{ggF} = 1.12 \pm 0.30(stat)\ \pm 0.09(syst)\ \pm 0.13(th)$ $\mu_{VBF} = 1.58 \pm 0.69(stat)\ \pm 0.15(syst)\ \pm 0.20(th)$ $\mu_{VH} = -0.16 \pm 0.97(stat)\ \pm 0.08(syst)$ $\mu_{ttH} = 2.69 \pm 2.1(stat)\ \pm 0.4(syst)$
spin 2 exclusion (% *CL*)	$68 - 99$	$71 - 94$

Tableau 8.31 – *Comparaison, entre ATLAS [1, 2, 43] et CMS [59], des résultats statistiques, de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ de la publication 2014 finale pour les données de* 2011 *et* 2012. *Les critères sont écrits délibérement en anglais.*

Concernant la largeur de désintégration du Higgs, CMS a une meilleure résolution dans ses catégories les meilleures, et n'a pas considéré de pseudo-expériences (toys), ce qui rend leur résultat légèrement optimiste.

8.16 Historique de l'analyse $H \to \gamma\gamma$

La préparation de l'analyse de prospectives pré-démarrage du canal $H \to \gamma\gamma$ à une énergie nominale de 14 TeV a été finalisée peu après le démarrage du LHC suivi de l'accident, dans la note dite CSC [60] pour les analyses inclusive et exclusives ($H + n$ jets, $H + MET + 0/1$ lepton). Après l'enseignement acquis par la phase de réparation, la réévaluation du choix de haute énergie préliminaire à 10 et finalement à 7 TeV, comme l'a conclu la conférence de Chamonix 2010, a été suivie d'une mise à jour de l'analyse inclusive pour ces énergies, documentée dans [61, 62] pour 10 TeV et [63, 64] pour $7, 8, 9$ TeV.

La première partie de recherche du Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$ avec des données réelles a consisté à évaluer le bruit de fond et établir des limites d'exclusion sur la section efficace du Higgs. Les données accumulées pendant la période de mars à novembre 2010 à une énergie de 7 TeV correspondent à une luminosité intégrée enregistrée par le LHC (Fig. 8.49) d'environ 45 pb^{-1}.

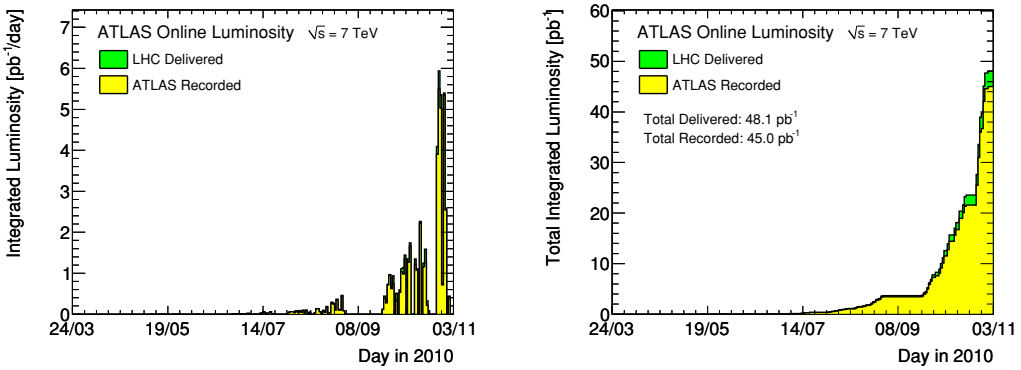


FIGURE 8.49 – *Luminosité accumulée journalière (a) et intégrée (b) par l'expérience ATLAS à une énergie de 7 TeV durant la période de mars à novembre 2010. Source : twiki AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010.*

Par rapport à la structure des paquets et la luminosité instantanée de la prise de données, le nombre moyens d'événements d'empilement par croisement de faisceaux est alors de l'ordre de $< \mu >= 2,2$.

Deux analyses pour le canal $H \to \gamma\gamma$ ont été effectuées avec les données accumulées de mars à novembre 2010, correspondant à environ 45 pb^{-1} de données enregistrées par l'accélérateur : une première, dédiée à la conférence Aspen 2011 [65, 66] utilisant la luminosité de[6] 35 pb^{-1} de la reconstruction avec la release 15, aboutissant à une première mesure de la composition du bruit de fond et une estimation de la sensibilité prévue pour

6. La luminosité considérée de $36,6$ pb^{-1} arrondis à 37 pb^{-1} a été réévaluée par une détermination plus précise de la luminosité, obtenue au cours de l'analyse Moriond 2011 postérieure à l'analyse Aspen 2011, aboutissant à une luminosité pour Aspen 2011 de 35 $pb^{-1} = 36,6 \times 0,964$.

une luminosité de 1 fb^{-1} ; une seconde, dédiée à la conférence Moriond 2011 [67, 68], utilisant la reconstruction de la release 16, permettant d'obtenir une luminosité légèrement accrue [7] : 38 pb^{-1} aboutissant à une mise à jour de la composition du bruit de fond et une première mesure de la limite d'exclusion du Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$. Les résultats montrent une limite d'exclusion de $O(10)$ à $O(40)$ fois le Modèle Standard suivant la masse, dominée par la statistique faible de 38 pb^{-1}, mais déjà compétitive avec l'exclusion Tevatron [69, 70] contemporaine à cette analyse de Moriond 2011.

Les nombres d'événements attendus pour le signal sont corrigés pour prendre en compte la différence d'efficacité d'isolation entre données et simulation pour la sélection d'échantillons de $Z \to e^+e^-$, ce qui aboutit à une réduction de $4,6$ % du nombre attendus de signal.

Différentes améliorations contribuent à une analyse de Moriond 2011 davantage réaliste :

- la luminosité pour la reconstruction de la release 16 est accrue de l'ordre de 5 %, grâce à l'ajout d'un run supplémentaire non considéré par la release 15 en raison d'une erreur de version de base de données ;
- la carte de description des régions de mauvaise qualité diffère pour la release 16 par la non considération du pré-échantillonneur, qui suit des critères de qualité spécifiques, de sorte que des régions considérées comme problématiques dans la release 15 sont devenues acceptables pour la release 16, conduisant à une meilleure efficacité de sélection de $1,5$ à 2 % par photon, soit environ 3 à 4 % par événement diphotons ;
- dans la release 16, la reconstruction a pris en compte pour la première fois l'alignement [8] entre détecteur interne et calorimètre électromagnétique, entraînant une très légère variation de l'association trace-cluster d'où le changement de classification de certains photons convertis en électrons et réciproquement ;
- dans la release 15, les coefficients de filtrage optimal de la chaîne d'électronique de l'argon liquide sont pris du gain haut uniquement en raison d'un problème de mémoire, ce qui entraîne un biais de 1 % sur l'énergie du gain moyen, de sorte que, après correction dans la release 16, l'énergie des photons est légèrement diminuée, conduisant à un très léger décalage vers les valeurs inférieures de la masse invariante, d'où la disparition et apparition d'événements respectivement près du seuil bas et haut de la fenêtre en masse invariante $[100; 150\ GeV]$;
- la qualité des photons utilisée pour la release 16 (dite robust$^+$ tight) est plus réaliste que celle de la release 15 (dite robust tight) en terme d'accord données/Monte-Carlo des variables de forme de gerbes, conduisant à une très légère amélioration de l'efficacité d'identification, principalement dans la région du bouchon ;
- dans la release 15, la calibration en énergie des photons des données (correction de l'énergie reconstruite des photons par une échelle d'énergie à partir de la com-

7. $37,6$ pb^{-1} arrondis à 38 pb^{-1}.

8. Les études précédentes de rayons cosmiques, dont les traces sont approximativement verticales, ne permettaient pas de réaliser un alignement entre détecteur interne et calorimètre électromagnétique en raison de la statistique insuffisante liée à l'intervalle faible couvert en η et en ϕ.

paraison des données de $Z \to ee$ avec le Monte-Carlo) est optimisée en seulement 2 classes de pseudo-rapidité, contre 50 pour la description plus réaliste utilisée avec la release 16. La conséquence de la calibration des données est l'application d'une dispersion gaussienne (smearing) plus réaliste sur l'énergie des photons du Monte-Carlo dans la release 16 que la version pessimiste utilisée dans la release 15 ;
— dans la release 15, le signal est modélisé avec un pile-up bunch train $n = 2$ contre $2,2$ dans la release 16, en meilleure adéquation avec la configuration des données.

Meilleure limite mondiale dans le canal $H \to \gamma\gamma$: PLHC 2011

Dans le cadre de la conférence PLHC 2011, une analyse basée sur 209 pb^{-1} de données accumulées en 2011 a été réalisée. Une fraction faible de ces données correspond à un espacement entre paquets de protons de 75 ns tandis que la majorité (194 pb^{-1}) correspond à un espacement de 50 ns, avec une évolution du nombre de paquets dans le train au cours de la prise de données. Les conditions sont considérées comme suffisamment similaires pour pouvoir traiter les données dans un lot commun sans traitement spécifique. Le nombre d'interactions par croisement de faisceaux ($< \mu >$) correspond au maximum à $< \mu >= 8$. La simulation complète tient compte des effets d'empilement en temps et hors temps. Une procédure de repondération des conditions du Monte-Carlo vers la valeur moyenne d'événements d'empilement est effectuée, la différence entre les espacements de 50 et 75 ns n'affectant pas de façon importante l'annulation entre empilement en temps et hors temps. Avec l'augmentation de la luminosité instantanée en 2011 et le prescaling des différents triggers, le trigger est passé à $2g20_loose$. Pour les données de 2011, la calibration en énergie est déclinée en 26 classes de pseudo-rapidités. La sélection est presque inchangée par rapport à l'analyse précédente. Les corrections de calibration d'énergie de photons sont appliquées directement au niveau de la reconstruction, en appliquant les facteurs correctifs entre données et Monte-Carlo de $Z \to ee$, mesurés dans les données 2010. Le seuil de coupure en isolation calorimétrique est augmenté, passant de 3 GeV en 2010 à 5 GeV pour ces données de 2011, pour tenir compte de l'augmentation de l'empilement. Ce changement entraîne une augmentation de l'efficacité d'isolation de 12 % par photon et une réduction de la pureté de 76 à 70 %. En raison de l'augmentation de l'empilement en 2011, la reconstruction du vertex en utilisant le détecteur interne pour sélectionner le vertex ayant la plus grande somme d'impulsion transverse au carré de traces ne devient plus suffisamment précis. A partir de l'analyse PLHC 2011, la technique consiste à utiliser le pointage par le calorimètre électromagnétique et le point de conversion le cas échéant. L'amélioration de la résolution en masse par ce choix est de 5 % dans l'environnement 2011. A partir de la fin mai 2011, un problème des cartes contrôleurs est apparu dans une zone (1/64) du calorimètre électromagnétique tonneau, rendant impossible la reconstruction des photons dans cette région. L'analyse prend en compte ce problème en émulant une carte détériorée du calorimètre sur les échantillons de Monte-Carlo utilisés, au prorata correspondant aux données, ce qui engendre une baisse de $0,9$ % du nombre d'événements de signal. Les cartes contrôleurs défectueuses sont réparées à l'arrêt de l'été 2011.

Première publication : EPS 2011

Dans le cadre de la conférence EPS 2011 (juillet 2011), une analyse inclusive utilisant une luminosité de $1,08\ fb^{-1}$ a été réalisée, documentée dans une note de conférence et une publication [4, 71–74]. La catégorisation des événements utilise l'état de conversion des photons et leur région de production, ce qui améliore la limite attendue par un facteur de 6 à 23 % suivant la masse considérée du Higgs. La prescription statistique temporairement utilisée, méthode PCL, est remplacée par la méthode CL_s à partir de la conférence EPS 2011, suivant les recommendations de la communauté de statistique.

Résumé de la première partie de la recherche

Le tableau 8.32 résume les premières analyses avec données réelles réalisées dans le cadre de la recherche du Higgs standard dans le canal $H \to \gamma\gamma$ auprès d'ATLAS, durant le mandat de octobre 2010 à octobre 2011.

	luminosité	exp. limit. @120 GeV	commentaire	réf.
Aspen fév 2011	37 pb^{-1} ($\pm$11 %)	-	mesure bruit de fond ; prospectives limites à 1 fb^{-1}	[65]
Moriond mar 2011	38 pb^{-1} ($\pm 3,4$ %)	$19,9$ (CL_{sb})	mesure bruit de fond ; limites	[67]
Happy Easter mai 2011	94 pb^{-1} ($\pm$7 %)	-	spectre en masse invariante	[75]
PLHC juin 2011	209 pb^{-1} ($\pm 4,5$ %)	$6,4$ (CL_s)	mesure bruit de fond ; limites	[76]
EPS/publication juil 2011	$1,08\ fb^{-1}$ ($\pm 3,7$ %)	$3,3$ (CL_s)	mesure bruit de fond ; limites : catég. (η, conversion)	[4, 71–74]

Tableau 8.32 – *Résumé des analyses [65, 66], [67, 68], [75], [76, 77], [4, 71–74] avec des données réelles de octobre 2010 à octobre 2011.*

La figure 8.50 résume les limites obtenues pour une masse du Higgs de $m_H = 120\ GeV$.

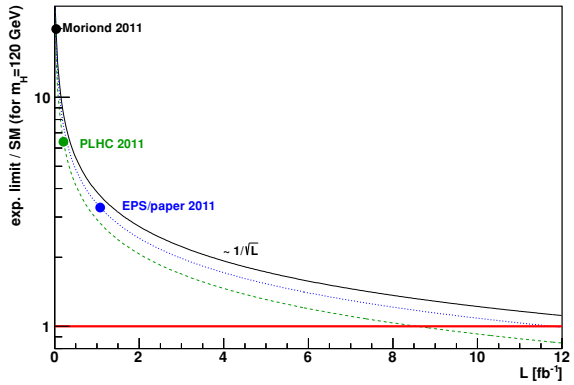


FIGURE 8.50 – *Limites d'exclusion attendues du Higgs standard pour une masse $m_H = 120\ GeV$, durant le mandat de octobre 2010 à octobre 2011.*

L'amélioration de l'évolution de la limite par rapport à une évolution dominée par la statistique en $1/\sqrt{L}$ entre Moriond 2011 et PLHC 2011 est obtenue grâce à l'utilisation du pointage par le calorimètre électromagnétique au lieu du premier compartiment seul, ainsi que l'augmentation du seuil de coupure de l'isolation calorimétrique pour tenir compte de l'augmentation de l'empilement. La détérioration entre PLHC 2011 et EPS 2011 est expliquée par le passage du niveau de confiance PCL à CL_s, ce qui déteriore davantage la limite que le gain lié à la catégorie de région et conversion. L'importance relative de l'incertitude systématique augmente quand l'incertitude statistique diminue, de sorte que la prospective en $1/\sqrt{L}$ n'est que purement indicative, contrebalancée également par les possibles améliorations de l'analyse (catégorisation, calibration, identification, direction des photons, etc.).

Le tableau 8.33 compare les caractéristiques de ces premières analyses.

analysis	Moriond 2011	PLHC 2011	EPS 2011
comment	background measurement	exclusion limits	exclusion limits
data	2010	2011	2011
$\int Ldt$	$38 fb^{-1}$	$209\ fb^{-1}$	$1.08\ fb^{-1}$
GRL	egamma	egamma	egamma
Categories	-	-	5
gain sensitivity	-	-	$6-23$ % $f(m_H)$
details categories	-	-	η, conversion status
	-	-	-
	-	-	-
	-	-	-
	-	-	-
	-	-	-
	-	-	-
	-	-	-
Trigger	2g15_loose	2g20_loose	2g20_loose
cut p_T $[GeV]$	40, 25	40, 25	40, 25
Calibration	2010	2011	2011
Quality	cut-based	cut-based	cut-based
	-	-	-
	-	-	-
Isolation	calorimeter-based using cells	calorimeter-based using cells	calorimeter-based using cells
Isolation threshold $[GeV]$	< 3	< 5	< 5
Vertex choice	highest $\sum p_T^2$	calo pointing	calo pointing
pile-up	$< \mu >= 2.2$	$< \mu >= 5.5$	$< \mu >= 5.5$
FWHM ($m_H = 120\ GeV$)	4.4	4.1	4.1
background model	exponential	exponential	exponential
	-	-	-

Tableau 8.33 – *Vue d'ensemble des analyses [67, 68], [76, 77], [4, 71–74] de recherche du Higgs standard dans le canal $H \to \gamma\gamma$. Les critères sont délibérément écrits en anglais.*

Analyse du conseil (déc 2011) et Moriond (mars 2012) : première exclusion observée de petites régions en masse, déviation à plus de $3\ \sigma$

L'analyse $H \to \gamma\gamma$, documentée sous une forme très préliminaire dans une note interne utilisant seulement $3,4\ fb^{-1}$ [78], utilise cette fois-ci 9 catégories (5 catégories en région/état de conversion, subdivisées pour certaines en une région à faible et haute valeur de la composante transverse de l'impulsion transverse suivant l'axe du thrust du système diphoton, ce qui améliore la sensibilité d'environ 5 à 10 % suivant la masse du Higgs. L'analyse du conseil [6, 7] utilise l'ensemble des données de 2011, correspondant à une luminosité de $4,9\ fb^{-1}$ de données (réévaluée en $4,83$ à l'analyse suivante). L'analyse $H \to \gamma\gamma$ présente pour la première fois une exclusion observée d'un petit domaine en masse du Higgs dans une région de $[114;115]U[135;136]\ GeV$ de la zone recherchée, bénéficiant d'une légère fluctuation négative du bruit de fond, et une déviation positive de l'observation par rapport à l'hypothèse bruit de fond de $2,8\ \sigma$ à une masse de $m_H = 126\ GeV$. La combinaison de l'ensemble des canaux d'ATLAS, utilisant notamment le canal $H \to \gamma\gamma$ particulièrement sensible, pour la réunion du conseil rétrécit le domaine viable pour le Higgs, en excluant la région $[112,7;115,5]U[131;237]U[251;453]\ GeV$ et présentant une déviation pour $m_H = 126\ GeV$ avec une significance de $3,6\ \sigma$, dont les sources principales sont les canaux $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ^* \to llll$, $H \to WW^* \to l\nu l\nu$.

Analyse ICHEP : découverte d'une particule à $5\ \sigma$ dans le cadre de la recherche du Higgs

Avec l'augmentation de la luminosité intégrée, une analyse combinant les données de 2011 ($L = 4,83\ fb^{-1}$) et la première campagne de 2012 ($5,9\ fb^{-1}$) a été réalisée dans le cadre de la conférence ICHEP [8]. Le trigger de 2012 devenant préscalé, le nouveau trigger choisi est $g35_loose_g25_loose$. Indépendamment de ce nouveau trigger [9], la coupure historique $40,\ 25\ GeV$, utilisée depuis octobre 1990 [79] a été remplacée par $40,\ 30\ GeV$, ce qui améliore la sensibilité de 1 %. L'identification des photons pour le lot de données de 2011 utilise un réseau de neurones, ce qui améliore l'efficacité d'identification de 8 % pour une réjection de jets inchangée. Pour le lot de données de 2012, des coupures rectangulaires sont utilisées, avec un point de fonctionnement ayant la même efficacité d'identification que celle du réseau de neurones, mais une réjection moindre de jets de l'ordre de 5 %. La soustraction de l'empilement pour l'isolation utilise cette fois-ci des topo-clusters, ce qui permet une meilleure stabilité de l'isolation avec l'empilement. La sélection du vertex utilise une méthode de maximum de vraisemblance. La coupure sur la catégorisation de haut p_{T_t} est augmentée pour améliorer très légèrement la sensibilité. Une catégorie supplémentaire a été ajoutée : VBF pour sélectionner le processus de même nom de production du Higgs, augmentant la sensibilité de 3 %.

Il a été montré que le bruit de fond Drell-Yan des précédentes analyses avait été surestimé par 60 % en raison de la méthode précédemment employée, qui sous-estime le bruit de fond non résonant du Drell-Yan, ce qui a été rectifié par une nouvelle méthode

9. L'amélioration à apporter a été constatée avant que le trigger ne soit préscalé.

utilisant les événements ee plutôt que $e\gamma$. Ceci a contribué à mieux modéliser le bruit de fond, en particulier pour la région de masse invariante faible, donc de mieux estimer l'incertitude du bruit de fond de modélisation (signal dit spurieux). Avant ICHEP, l'incertitude systématique du signal spurieux était obtenue à partir du maximal de l'intégration du biais du nombre d'événements entre les pseudo-données d'un générateur et le modèle, sur une fenêtre glissante d'extension 4 GeV dans tout le domaine de masse considéré par l'analyse. Pour ICHEP, cette incertitude systématique est obtenue par un ajustement d'un lot de pseudo-données de bruit de fond par un modèle signal+bruit de fond, avec une contrainte limitant le nombre de degrés de liberté du modèle. Le signal spurieux doit être soit inférieur à 20 % de l'incertitude statistique du bruit de fond, soit inférieur à 10 % du signal attendu. Parmi les modèles candidats respectant ces conditions, celui ayant la meilleure performance attendue est choisi. Les résultats présentent une résonance à $4,5\ \sigma$ pour $m_H = 126,5\ GeV$, tandis que la combinaison présente une découverte à $5\ \sigma$ d'une particule dans la cadre de la recherche du Higgs standard, les propriétés de cette particule n'étant pas déterminées à la période contemporaine à cette analyse.

Résumé des analyses aboutissant à la découverte

La figure 8.51 présente l'évolution de la limite à $m_H = 120\ GeV$ des principales analyses jusqu'à la découverte d'une particule dans le cadre de l'analyse ICHEP 2012.

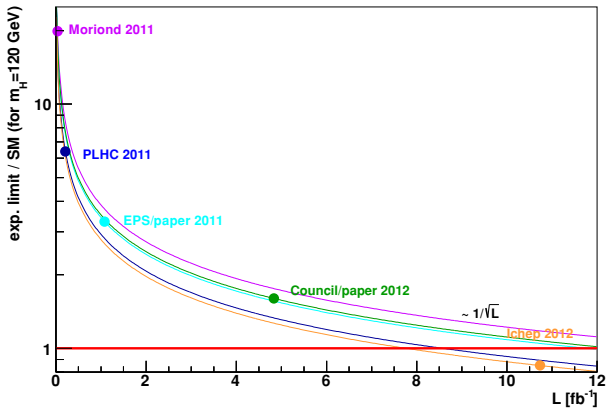


FIGURE 8.51 – *Limites d'exclusion attendues du Higgs standard pour une masse m_H=120 GeV, dans ATLAS.*

Le tableau 8.34 présente les caractéristiques des analyses aboutissant à la découverte. Le bruit de fond subissant des fluctuations statistiques, les exclusions observées peuvent être plus ou moins rapides par rapport à la prédiction, ce qui a permis d'exclure de très petites régions de masse du Higgs avant l'exclusion attendue. Avec l'amélioration de la sensibilité, les domaines d'exclusions observées augmentent et une résonance est apparue, aboutissant à l'annoncement de la découverte d'une nouvelle particule, par la combinaison avec les autres canaux, et de façon indépendante par l'expérience CMS.

analysis	Conseil 2011/publication 2012	ICHEP 2012	
comment	first observed exclusion	Contribution to the discovery of a new particle	
data	2011	2011	2012
$\int Ldt$	4.8 fb^{-1}	4.8 fb^{-1}	5.9 fb^{-1}
GRL	egamma	Gamma-Jet	Gamma-Jet
Categories gain sensitivity	9 $(5 + p_{T_t})$ $5 - 10$ % $f(m_H)$	10 (9+VBF) 3 %	10 3 %
details categories	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 40\ GeV)$	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 60\ GeV)$ VBF	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 60\ GeV)$ VBF
VBF category	- - - - -	$p_T > 25\ GeV$ $\lvert JVF\rvert > 0.75$ $\Delta\eta_{jj} > 2.8$, $m_{jj} > 400\ GeV$ $\Delta\phi_{jj;\gamma\gamma} > 2.6$	if $\lvert\eta\rvert < 2.5$, $p_T > 25\ GeV$ else $p_T > 30\ GeV$ $\lvert JVF\rvert > 0.75$ $\Delta\eta_{jj} > 2.8$, $m_{jj} > 400\ GeV$ $\Delta\phi_{jj;\gamma\gamma} > 2.6$
Trigger cut p_T $[GeV]$	2g20_loose 40, 25	2g20_loose 40, 30 improve sensitivy by 1%	g35_loose_g25_loose 40, 30 prevent trigger to be prescaled
Calibration	calibration 2011	calibration 2011, refined η	calibration 2012
Quality	tight 2011	Neural Network eff. photon : +8 %	tight 2012 more robust w/ pile-up tighter constraint on conversion
Isolation Isolation threshold $[GeV]$	calorimeter-based using cells < 4	calorimeter-based using topo-clusters < 4	calorimeter-based using topo-clusters < 4
Vertex choice pile-up FWHM ($m_H = 120\ GeV$)	calo/conversion pointing $< \mu >= 8.7$ 4.1	calo/conversion pointing, likelihood $< \mu >= 8.8$ 3.97	calo pointing, likelihood $< \mu >= 19.2$ 3.83
background model	exponential	inclusive : Bernstein 4 exclusive : f(category)	inclusive : Bernstein 4 exclusive : f(category)

Tableau 8.34 – *Panorama de la sélection pour l'analyse de recherche du Higgs standard dans le canal $H \to \gamma\gamma$ pour le Conseil du CERN 2011 [32, 80] et ICHEP 2012 [8, 9, 11, 18, 81–85]. Les critères sont délibérément écrits en anglais.*

Analyse du Conseil du CERN 2012

L'analyse du Conseil 2012 est basée sur une luminosité de $4,83\ fb^{-1}$ des données de 2011 produits à une énergie de $\sqrt{s} = 7\ TeV$ et une luminosité de $13\ fb^{-1}$ des données de 2012 à une énergie de $\sqrt{s} = 8\ TeV$. Puisque la découverte d'une résonance a été déjà été établie, la luminosité n'est plus le critère le plus crucial dans l'analyse. Pour cette raison, et aussi devant l'émergence de catégories de leptons et jets afin de sonder les couplages du candidat Higgs (ajout des catégories VH leptonique : électron, muon, catégorie de jets et VH hadronique, améliorant l'erreur sur la force de signal de VH par un facteur 2, à la catégorie VBF déjà existante précédemment), le critère de qualité du détecteur est renforcé en requérant une GRL où tous les détecteurs sont qualifiés de bonne qualité : All Good pour 2012, sauf pour 2011 non changé par rapport à ICHEP 2012, ce qui réduit de $0,5$ % la luminosité intégrée. Le vertex est déterminé par un réseau de neurones, ce qui améliore par rapport à la méthode précédente de maximum de vraisemblance, la résolution en masse par $0,7$ % et l'efficacité de choisir le bon vertex de 6 % (respectivement 4 %) pour un critère $|z_{PV} - z_H| < 0,3\ mm$ (respectivement 15 mm), et augmente la probabilité de sélectionner le bon vertex pour l'isolation de traces et la coupure sur JVF. La coupure JVF utilisée pour les données de 2012 est réajustée à $0,5$ pour améliorer le rejet des jets d'empilement. En raison de l'effet résiduel de dépendance en empilement de l'énergie d'isolation, le seuil de l'isolation calorimétrique est réajusté à 6 GeV et une isolation de trace est ajoutée, avec une coupure inférieure à $2,6\ GeV$, ce qui améliore de 3 % la sensibilité par rapport aux coupures d'isolation précédentes.

Le tableau 8.35 résume les caractéristiques de cette analyse.

analysis	Council 2012	
comment	Consolidation, measure mass, probing couplings, limits on spin	
data	2011	2012
$\int Ldt$	4.8 fb^{-1}	13.0 fb^{-1}
GRL	Gamma-Jet	All-Good
Categories	10 (9+VBF)	12 (10+VH leptonic+VH hadronic)
details categories	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 60\ GeV)$ VBF	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 60\ GeV)$ VBF $VH\ (had)$ $VH\ (lep)$
VH leptonic		$\geq 1\ l\ (e, \mu)$ isol calo $< 5\ GeV$, isol tracks $< 3\ GeV$
VH hadronic		$m_{jj} \in\ [60; 110]\ GeV$, $\Delta\eta_{jj} < 3,5$, $p_{T_t} > 60\ GeV$
VBF category	$p_T > 25\ GeV$ $\lvert JVF\rvert > 0.75$ $\Delta\eta_{jj} > 2.8$, $m_{jj} > 400\ GeV$ $\Delta\phi_{jj;\gamma\gamma} > 2.6$	if $\lvert\eta\rvert < 2.5$, $p_T > 25\ GeV$ else $p_T > 30\ GeV$ $\lvert JVF\rvert > 0.5$ $\Delta\eta_{jj} > 2.8$, $m_{jj} > 400\ GeV$ $\Delta\phi_{jj;\gamma\gamma} > 2.6$
Trigger cut p_T $[GeV]$	2g20_loose 40, 30	g35_loose_g25_loose 40, 30
Calibration	calibration 2011, refined η	calibration 2012
Quality	Neural Network	tight 2012
Isolation isolation threshold(s) $[GeV]$	calorimeter calo : < 4	calorimeter and track isolation calo : < 6, tracks : < 2.6
Vertex choice FWHM	calo/conversion pointing, likelihood 3.97 ($m_H = 120\ GeV$)	calo pointing, Neural Network 3.9 ($m_H = 126.5\ GeV$)

Tableau 8.35 – *Panorama de la sélection pour l'analyse Conseil 2012 [13, 20, 41] de recherche du Higgs standard dans le canal $H \to \gamma\gamma$. Les critères sont délibérément écrits en anglais.*

Analyse de Moriond 2013

L'analyse de Moriond 2013 (Tab. 8.36) est basée sur l'ensemble des données 2011 ($4,8\ fb^{-1}$) et de 2012 ($20,7\ fb^{-1}$). L'objectif est d'améliorer la mesure de la masse par une luminosité accrue, et de mesurer les couplages avec davantage de précision, d'où l'utilisation d'une nouvelle catégorisation. Pour la catégorie VBF, deux catégories sont introduites, utilisant le résultat d'un arbre de décision stimulé pour la catégorie VBF, ce qui réduit l'incertitude sur la force de signal du processus VBF par 28 % ($stat$). Une catégorie en énergie transverse manquante est introduite, sensible aux modes de production $W(\to l\nu)H$, $Z(\to \nu\bar{\nu})H$ et ttH. La région du crack est étendue à $|\eta| \in [1,37; 1,56]$ au lieu de $|\eta| \in [1,37; 1,52]$ pour tenir compte de la résolution moins bonne dans cette région où un scintillateur mesure l'énergie. La masse du candidat Higgs est mesurée avec une précision de l'ordre de $0,6$ %. Les couplages $ggH + ttH$, VBF et VH sont mesurés avec une précision relative de l'ordre de 30 %, 60 %, 90 %. Une première mesure de section efficace fiducielle de production de Higgs est obtenue.

analysis	Moriond 2013	
comment	mass, spin, couplings	
data	2011 (same as Council 2012)	2012
$\int Ldt$	4.8 fb^{-1}	20.7 fb^{-1}
GRL	Gamma-Jet	All-Good
Categories	10 (9+VBF)	14 (12+splitting of VBF category+MET)
details categories	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 60\ GeV)$ VBF	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 60\ GeV)$ VBF (2) VH (had) VH (lep) MET
VH leptonic		$\geq 1\ l\ (e, \mu)$ veto Z, veto if γ pass electron medium++ isol calo/$p_T < 0.2\ GeV$, isol tracks /$p_T < 0.15\ GeV$
MET		MET significance > 5 veto if γ pass electron medium++, no bad jet
VH hadronic		$m_{jj} \in$ [60; 110] GeV, $\Delta\eta_{jj} < 3,5$, $p_{T_t} > 70\ GeV$, $\lvert\eta_{\gamma\gamma} - \eta_{jj}\rvert < 1$
VBF category	$p_T > 25\ GeV$ $\lvert JVF\rvert > 0.75$ $\Delta\eta_{jj} > 2.8$, $m_{jj} > 400\ GeV$ $\Delta\phi_{jj;\gamma\gamma} > 2.6$	BDT-based, decreases $\delta\mu_{VBF}$ by 28 % ($stat$) $\lvert JVF\rvert > 0.25$
Trigger cut p_T [GeV]	2g20_loose 40, 30	g35_loose_g25_loose 40, 30
Calibration	calibration 2011, refined η	calibration 2012
Quality	Neural Network	tight 2012
Isolation isolation threshold(s) [GeV]	calorimeter < 4	calorimeter and track isolation calo : < 6, tracks : < 2.6
Vertex choice FWHM	calo/conversion pointing, likelihood 3.97 ($m_H = 120\ GeV$)	calo pointing, Neural Network 3.9 ($m_H = 126.5\ GeV$)

Tableau 8.36 – *Panorama de la sélection pour l'analyse de Moriond électrofaible 2013 [14, 86–89]. Les critères sont délibérément écrits en anglais.*

Dans le Monte-Carlo signal 2012, les désintégrations Dalitz produits par Powheg+Pythia8 étaient activées par mégarde, ce qui avait pour conséquence de réduire l'efficacité de sélection du signal par de l'ordre de 5 %. L'effet de corriger cette erreur est de réduire la force de signal par de l'ordre de 5 %.

EPS 2013

Avec l'ensemble des données de 2011 et 2012, la section efficace différentielle de production du Higgs en paire de photons a été mesurée [90, 91] dans différentes observables, aboutissant à des résultats compatibles avec le Modèle Standard, compte tenu de la statistique limitée.

Le canal ttH [92, 93] a été recherché avec l'ensemble des données de 2011 et 2012, aboutissant à une limite à 95 % CL de $5,3$ par rapport à la prédiction du Modèle Standard pour $m_H = 126,8\ GeV$.

Higgs Hunting 2013

La production $t \to cH(\to \gamma\gamma)$ par courant neutre avec changement de saveur a été recherchée [94, 95] avec l'ensemble des données de 2011 et 2012, aboutissant à une limite à 95 % CL du rapport d'embranchement de $0,83\%$ pour $m_H = 126,8\ GeV$.

Publication de 2014

Pour la publication finale de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ avec les données de 2011 et 2012, utilisant une GRL All-Good, une nouvelle géométrie (GEO-21-01-02) plus réaliste du détecteur est utilisée, bénéficiant de la comparaison des variables de forme de gerbe entre la simulation et les données réelles, les différences permettant de mieux modéliser la quantité de matière en amont du détecteur. La simulation Geant 4 est modifiée grâce aux études de la distribution en masse de $Z \to ee$, révélant une mauvaise modélisation des diffusions multiples des électrons, corrigée ainsi pour l'analyse. La calibration est améliorée [96] en utilisant une technique multivariée (MVA), ce qui améliore de 15 % la résolution en masse et réduit de $O(40\ \%)$ l'incertitude systématique sur l'échelle d'énergie et de $O(50\ \%)$ celle sur la résolution en masse. Un nouveau modèle de corrélations a été développé pour les échelles d'énergie, c'est-à-dire définissant l'ensemble des incertitudes systématiques prises en compte pour les échelles d'énergie. Les 61 sources d'incertitudes systématiques ont été réduites à 25 paramètres de nuisance. Un nouveau modèle d'incertitudes systématiques pour la résolution a été développé, aboutissant à 4 paramètres de nuisance.

Les coupures cinématiques $p_T > 40\ GeV$ et $p_T > 30\ GeV$ sont remplacées par des coupures relatives à la masse invariante de deux photons, avec $p_T^{\gamma_L}/m_{\gamma\gamma} > 0,35$ et $p_T^{\gamma_S}/m_{\gamma\gamma} > 0,25$, afin d'uniformiser la sélection avec l'analyse de spin, qui bénéficie ainsi d'une réduction de la corrélation entre la masse invariante et l'angle $\cos\theta^*$. Cela réduit de $2,1$ % l'efficacité de sélection du signal. Afin d'éviter les effets de seuil du déclenchement, la coupure minimale sur la masse invariante est élevée à $105\ GeV$.

Une catégorisation est développée pour mesurer précisément la masse, aboutissant

après comparaison d'une trentaine de modèles, à un modèle à 10 catégories. La définition d'un photon converti utilise le critère d'un rayon de conversion $0 < R < 800\ mm$, pour être homogène avec le critère utilisé dans l'optimisation MVA de la calibration.

Dans la catégorisation pour le modèle dédié aux modes de production, aboutissant à 12 catégories, deux catégories sont introduites pour le mode ttH, une catégorie pour le mode ZH. La catégorie VBF est améliorée en augmentant la pureté de 6 % dans le mode VBF tight, et réduisant de 6 % l'incertitude sur μ_{VBF}. Les catégories VH hadronique, VH leptonique, et MET sont améliorées pour réduire l'erreur sur les forces de signal des modes VH. Les catégories inclusives en termes de mode de production (dominées par ggH) sont simplifiées, passant de 9 à 4 catégories.

Concernant le signal, la section efficace inclut désormais la contribution, faible, du processus bbH. Le modèle de signal sépare les valeurs du pic de la gaussienne et de la fonction Crystal-Ball contrairement au passé où ils avaient été forcés d'être égal. Ce nouveau traitement améliore la résolution de 10 %. Ceci contribue à rendre davantage compatible la résolution du signal avec celle du pic observé dans les données.

L'incertitude systématique de luminosité est réduite de $3,6$ % à $2,8$ % pour 2012.

La masse du Higgs est mesurée avec une précision de 0.4 %. Les modes de production sont mesurés pour ggH, VBF, WH, ZH, ttH. La précision relative pour les modes de production est au mieux de 28 %, jusqu'à 170 % pour le mode ttH.

8.17 Conclusion

En développant une calibration en énergie, mais aussi des catégories améliorant sa sensibilité, le canal $H \to \gamma\gamma$ a permis de tester le secteur du Higgs à travers les contraintes et mesures sur sa masse, ses modes de production, son spin, et des canaux au-delà du Modèle Standard.

La contribution de l'auteur de ce manuscrit, dans le contexte de la désintégration $H \to \gamma\gamma$, est la coordination du groupe $H \to \gamma\gamma$ de octobre 2010 à 2011, établissant la mesure du bruit de fond et les premières limites et exclusions de domaines de masse pour le boson de Higgs. L'activité s'est poursuivie par la participation au développement des catégories utilisées pour améliorer la sensibilité au Higgs, puis dédiées à la mesure des modes de production. L'auteur a été responsable de la modélisation du signal pour les analyses finales (basées sur les données de 2011 et 2012) de 2014 dédiées à la mesure de la masse et les modes de production, et contributeur/auteur de la première analyse $H(bb)H(\gamma\gamma)$ de prospectives basées sur un lot hypothétique de 3000 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 14\ TeV$.

Bibliographie

[1] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the Higgs boson mass from the $H \to \gamma\gamma$ and $H \to ZZ^* \to 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data*, Phys. Rev. **D90**, 052004 (2014), arXiv:1406.3827 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-122.

[2] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D90**(11), 112015 (2014), arXiv:1408.7084 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-198.

[3] L. J. Dixon and Y. Li, *Bounding the Higgs boson width through interferometry*, Phys. Rev. Lett. **111**, 111802 (2013), arXiv:1305.3854 [hep-ph].

[4] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Standard Model Higgs boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B705**, 452–470 (2011), arXiv:1108.5895 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-129.

[5] ATLAS Collaboration, *Search for a fermiophobic Higgs boson in the di-photon channel with the ATLAS detector*, (2011), ATLAS-CONF-2011-149, ATLAS-COM-CONF-2011-185.

[6] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the di-photon decay channel with 4.9 fb-1 of ATLAS data at $\sqrt{s} = 7\ TeV$*, (2011), ATLAS-CONF-2011-161, ATLAS-COM-CONF-2011-193.

[7] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs boson decaying to two photons with 4.9 fb^{-1}, supporting document for CERN Council 2011*, ATL-COM-PHYS-2011-1600.

[8] ATLAS Collaboration, *Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the $\gamma\gamma$ channel with the ATLAS detector*, (2012), ATLAS-CONF-2012-091, ATLAS-COM-CONF-2012-109.

[9] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Background studies for the search of Higgs boson decaying to two photons with 8 TeV data, supporting document for ICHEP 2012 conference*, ATL-COM-PHYS-2012-754.

[10] D. L. Rainwater, R. Szalapski and D. Zeppenfeld, *Probing color singlet exchange in Z + two jet events at the CERN LHC*, Phys. Rev. **D54**, 6680–6689 (1996), arXiv :9605444 [hep-ph], MADPH-96-943, KEK-TH-485, KEK-PREPRINT-96-24.

[11] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Improved analysis of the search for the Higgs boson decaying to two photons with 4.9 fb^{-1} of 7 TeV data, supporting document for ICHEP 2012 conference*, ATL-COM-PHYS-2012-502.

[12] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Coupling measurement with the $H \to \gamma\gamma$, supporting document for measurement of production modes*, ATL-COM-PHYS-2014-025.

[13] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Associated Higgs production in di-photon channel, supporting document for Cern Council 2012*, ATL-COM-PHYS-2012-1490.

[14] ATLAS Collaboration, *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25* fb^{-1} *of proton-proton collision data*, (2013), ATLAS-CONF-2013-012, ATLAS-COM-CONF-2013-015.

[15] J. Alison, K. Brendlinger, S. Heim, J. Kroll and C. M. Lester, *Description and performance of the electron likelihood tool at ATLAS using 2012 LHC data*, ATLAS-COM-PHYS-2013-378.

[16] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for ttH production in the diphoton channel with 20.3* fb^{-1} *of data at 8 TeV and 4.5* fb^{-1} *data at 7* TeV*, supporting document for ttH*, ATL-COM-PHYS-2014-011.

[17] ATLAS Calibration working group (ATLAS Collaboration), *Mass measurement in the* $H \to \gamma\gamma$ *channel, supporting document for mass measurement*, ATL-COM-PHYS-2014-018.

[18] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs boson in the diphoton decay channel with data collected at 7 TeV and 8 TeV, supporting document for ICHEP 2012 conference*, ATL-COM-PHYS-2012-503.

[19] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Update of the observation of an excess of events in the search for Standard Model Higgs boson in the* $\gamma\gamma$ *channel and the first measurement of its properties with the ATLAS detector*, ATL-COM-PHYS-2012-1488.

[20] ATLAS Collaboration, *Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*, (2012), ATLAS-CONF-2012-168, ATLAS-COM-CONF-2012-203.

[21] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino and R. Tanaka (Eds.), *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables*, CERN-2011-002 (CERN, Geneva, 2011), arXiv:1101.0593 [hep-ph].

[22] R. Harlander, M. Kramer and M. Schumacher, *Bottom-quark associated Higgs-boson production : reconciling the four- and five-flavour scheme approach*, (2011), arXiv :1112.3478 [hep-ph], CERN-PH-TH-2011-134, FR-PHENO-2011-009, TTK-11-17, WUB-11-04.

[23] S. Dittmaier, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka et al., *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 2. Differential Distributions*, (2012), arXiv:1201.3084 [hep-ph], CERN-2012-002.

[24] S. Dawson, C. Jackson, L. Reina and D. Wackeroth, *Exclusive Higgs boson production with bottom quarks at hadron colliders*, Phys. Rev. **D69**, 074027 (2004), arXiv :0311067 [hep-ph], BNL-HET-03-17, FSU-HEP-2003-1015, UB-HET-03-05.

[25] S. Dittmaier, M. Kramer and M. Spira, *Higgs radiation off bottom quarks at the Tevatron and the CERN LHC*, Phys. Rev. **D70**, 074010 (2004), arXiv:0309204 [hep-ph], EDINBURGH-2003-13, MPP-2003-49, PSI-PR-03-14.

[26] S. Dawson, C. Jackson, L. Reina and D. Wackeroth, *Higgs production in association with bottom quarks at hadron colliders*, Mod. Phys. Lett. **A21**, 89–110 (2006), arXiv :0508293 [hep-ph].

[27] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Higgs boson production in bottom quark fusion at next-to-next-to leading order*, Phys. Rev. **D68**, 013001 (2003), arXiv:0304035 [hep-ph], BNL-HET-03-4, CERN-TH-2003-067.

[28] D. de Florian and M. Grazzini, *Higgs production through gluon fusion : updated cross sections at the Tevatron and the LHC*, Phys. Lett. **B674**, 291–294 (2009), arXiv :0901.2427 [hep-ph].

[29] M. Grazzini and H. Sargsyan, *Heavy-quark mass effects in Higgs boson production at the LHC*, JHEP **1309**, 129 (2013), arXiv:1306.4581 [hep-ph], ZU-TH-10-13.

[30] A. Denner, S. Dittmaier, S. Kallweit and A. Muck, *EW corrections to Higgs strahlung at the Tevatron and the LHC with HAWK*, PoS **EPS-HEP2011**, 235 (2011), arXiv :1112.5258 [hep-ph], FR-PHENO-2011-027.

[31] A. Firan and R. Stroynowski, *Internal conversions in Higgs decays to two photons*, Phys. Rev. **D76**, 057301 (2007), arXiv:0704.3987 [hep-ph].

[32] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *search for the Higgs boson decaying to two photons with* 4.9 fb^{-1}*, supporting document for Cern Council 2011*, ATL-COM-PHYS-2011-1748.

[33] J. M. Campbell, R. K. Ellis and G. Zanderighi, *Next-to-Leading order Higgs + 2 jet production via gluon fusion*, JHEP **0610**, 028 (2006), arXiv:0608194 [hep-ph], CERN-PH-TH-06-164, FERMILAB-PUB-06-274-T.

[34] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for* $H \to \gamma\gamma$ *produced in association with top quarks and constraints on the Yukawa coupling between the top quark and the Higgs boson using data taken at 7 TeV and 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1409.3122 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-179.

[35] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurements of fiducial and differential cross sections for Higgs boson production in the diphoton decay channel at* $\sqrt{s} = 8\ TeV$ *with ATLAS*, (2014), arXiv:1407.4222 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-148.

[36] J. R. Andersen, K. Arnold and D. Zeppenfeld, *Azimuthal angle correlations for Higgs boson plus multi-jet events*, JHEP **1006**, 091 (2010), arXiv:1001.3822 [hep-ph], CERN-PH-TH-2010-003, KA-TP-05-2010.

[37] L. Landau, *On the angular momentum of a two-photon system*, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **60**, 207–209 (1948).

[38] C.-N. Yang, *Selection rules for the dematerialization of a particle into two photons*, Phys. Rev. **77**, 242–245 (1950).

[39] S. Bolognesi, Y. Gao, A. V. Gritsan, K. Melnikov, M. Schulze et al., *On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC*, (2012), arXiv:1208.4018 [hep-ph], ANL-HEP-PR-12-62, FERMILAB-PUB-12-475-PPD.

[40] Y. Gao, A. V. Gritsan, Z. Guo, K. Melnikov, M. Schulze et al., *Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders*, Phys. Rev. **D81**, 075022 (2010), arXiv:1001.3396 [hep-ph], FERMILAB-PUB-10-011-E.

[41] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Measurement of spin, mass and couplings of the new particle at* 126 *GeV in the diphoton channel, supporting document for Cern Council 2012*, ATL-COM-PHYS-2012-1489.

[42] J. C. Collins and D. E. Soper, *Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions*, Phys. Rev. **D16**, 2219 (1977), Print-77-0288 (PRINCETON).

[43] ATLAS Collaboration, *Study of the spin of the Higgs-like boson in the two photon decay channel using* 20.7 fb^{-1} *of pp collisions collected at* $\sqrt{s} = 8\ TeV$ *with the ATLAS detector*, (2013), ATLAS-CONF-2013-029, ATLAS-COM-CONF-2013-027.

[44] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Measurement of the spin of the new particle observed at a mass of 126 GeV in the diphoton decay channel*, ATL-COM-PHYS-2013-107.

[45] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data*, (2013), arXiv:1307.1432 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-102.

[46] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton decay channel with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72**, 2157 (2012), arXiv:1205.0701 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-105.

[47] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton channel with the ATLAS detector, supporting document*, ATL-COM-PHYS-2012-076

[48] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for a fermiophobic Higgs boson in the di-photon channel with* 1.08 fb^{-1}, *supporting document*, ATL-COM-PHYS-2011-1160.

[49] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Scalar Diphoton Resonances in the Mass Range* $65 - 600$ *GeV with the ATLAS Detector in pp Collision Data at* $\sqrt{s} = 8\ TeV$, Phys. Rev. Lett. **113**(17), 171801 (2014), arXiv:1407.6583 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-142.

[50] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Higgs boson pair production in the* $\gamma\gamma b\bar{b}$ *final state using pp collision data at* $\sqrt{s} = 8\ TeV$ *from the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1406.5053 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-113.

[51] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Prospects for measuring Higgs pair production in the channel* $H \to \gamma\gamma$ $H \to bb$ *using the ATLAS detector at the HL-LHC*, (2014), ATL-PHYS-PUB-2014-019.

[52] O. Arnaez, S. Bentvelsen, B. Van Eijk, M. Escalier, A. Nisati, R. Polifka, M. Slawinska, N. Styles, W. Yao and W. Van Den Wollenberg, *Prospects for measuring Higgs pair production in the channel* $H \to \gamma\gamma$ $H \to bb$ *using the ATLAS detector at the HL-LHC, supporting document*, ATL-COM-PHYS-2014-1339.

[53] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for top quark decays* $t \to qH$ *with* $H \to \gamma\gamma$ *using the ATLAS detector*, JHEP **1406**, 008 (2014), arXiv:1403.6293 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-036.

[54] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B (2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-218.

[55] CMS Collaboration, *Observation of a new boson with a mass near 125 GeV*, (2012), CMS-PAS-HIG-12-020.

[56] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 30–61 (2012), arXiv:1207.7235 [hep-ex], CMS-HIG-12-028, CERN-PH-EP-2012-220.

[57] CMS Collaboration, *Evidence for a new state decaying into two photons in the search for the standard model Higgs boson in pp collisions*, (2012), CMS-PAS-HIG-12-015.

[58] N. Andari, *Observation of a BEH-like boson decaying into two photons with the ATLAS detector at the LHC*, (2012), CERN-THESIS-2012-144, LAL12-300.

[59] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration), *Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties*, (2014), arXiv:1407.0558 [hep-ex], CMS-HIG-13-001, CERN-PH-EP-2014-117.

[60] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Expected performance of the ATLAS experiment - detector, trigger and physics*, (2009), arXiv:0901.0512 [hep-ex], SLAC-R-980, CERN-OPEN-2008-020.

[61] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Prospects for the exclusion of a SM Higgs decaying into two photons*, ATL-COM-PHYS-2010-170, ATL-PHYS-INT-2010-061.

[62] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Update of the prospects for the exclusion of a SM Higgs decaying to two photons*, ATL-COM-PHYS-2010-495.

[63] ATLAS Collaboration, *ATLAS sensitivity prospects for Higgs boson production at the LHC running at 7 TeV*, ATL-COM-PHYS-2010-373, ATL-PHYS-PUB-2010-009.

[64] ATLAS Collaboration, *ATLAS sensitivity prospects for a Higgs boson production at the LHC running at $7,8$ or 9 TeV*, ATL-COM-PHYS-2010-726, ATL-PHYS-PUB-2010-015.

[65] ATLAS Collaboration, *Measurement of the backgrounds to the $H \to \gamma\gamma$ search and reappraisal of its sensitivity with 37 pb^{-1} of data recorded by the ATLAS detector*, (2011), ATLAS-CONF-2011-004, ATLAS-COM-CONF-2011-006.

[66] Y. Fang, J. Ocariz et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the backgrounds to the $H \to \gamma\gamma$ search and reappraisal of its sensitivity with 37 pb^{-1} of data recorded by the ATLAS detector, supporting document for Aspen 2011 conference*, ATL-PHYS-INT-2011-011, ATL-COM-PHYS-2011-009.

[67] ATLAS Collaboration, *Search for the Higgs boson in the diphoton final state with 38 pb^{-1} of data recorded by the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, (2011), ATLAS-CONF-2011-025, ATLAS-COM-CONF-2011-033.

[68] Y. Fang, J. Ocariz et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs boson in the diphoton final state with 38 pb^{-1} of data recorded by the ATLAS detector, supporting document for Moriond 2011 conference*, ATL-PHYS-INT-2011-024, ATL-COM-PHYS-2011-167.

[69] D0 Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in $\gamma\gamma + X$ final states at D0 using 8.2 fb^{-1} of data*, D0 Note 6177-CONF.

[70] CDF Collaboration, *Search for a SM Higgs boson with the diphoton final state at CDF*, CDF/PUB/EXOTIC/PUBLIC/10065.

[71] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Signal studies for $H \to \gamma\gamma$, supporting document for EPS 2011 conference*, ATL-COM-PHYS-2011-781.

[72] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Background studies for $H \to \gamma\gamma$, supporting document for EPS 2011 conference*, ATL-COM-PHYS-2011-782.

[73] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Statistics studies for $H \to \gamma\gamma$, supporting document for EPS 2011 conference*, ATL-COM-PHYS-2011-783.

[74] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs boson in the diphoton decay channel with* 1.08 fb^{-1}, *supporting document for EPS 2011 conference*, ATL-COM-PHYS-2011-786.

[75] ATLAS Collaboration, *Update of the background studies in the search for the Higgs boson in the two photons channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\ TeV$*, (2011), ATLAS-CONF-2011-071, ATLAS-COM-CONF-2011-081.

[76] ATLAS Collaboration, *Search for the Higgs boson in the diphoton channel with the ATLAS detector using* 209 pb^{-1} *of 7 TeV data taken in 2011*, (2011), ATLAS-CONF-2011-085, ATLAS-COM-CONF-2011-093.

[77] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for Higgs boson decays in two photons with early 2011 data, supporting document for PLHC 2011 conference*, ATL-COM-PHYS-2011-515.

[78] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs boson decaying to two photons with* 3.43 fb^{-1}, ATL-COM-PHYS-2011-1512.

[79] C. J. Seez et al. (ECFA Higgs Working Group Collaboration), *Photon decay modes of the intermediate mass Higgs*, Conf. Proc. **C901004**, 474–487 (1990).

[80] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with 4.9 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7\ TeV$ with ATLAS*, Phys. Rev. Lett. **108**, 111803 (2012), arXiv :1202.1414 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-013.

[81] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Signal studies in $H \to \gamma\gamma$ search with* 4.9 fb^{-1} *of* 7 TeV *data, supporting document for ICHEP 2012 conference*, ATL-COM-PHYS-2012-501.

[82] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Signal studies in $H \to \gamma\gamma$ search with* 8 TeV *data. supporting document for ICHEP 2012 conference*, ATL-COM-PHYS-2012-755.

[83] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Background studies for the search of Higgs boson decaying to two photons with* 4.9 fb^{-1} *of* 7 TeV *data with the ATLAS experiment, supporting document for ICHEP 2012 conference*, ATL-COM-PHYS-2012-515 .

[84] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Statistics studies for $H \to \gamma\gamma$ search in the full 2011 dataset, supporting document for ICHEP 2012 conference*, ATL-COM-PHYS-2012-732.

[85] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Statistics studies for $H \to \gamma\gamma$ search with 2012 dataset and combined results with the full 2011 dataset, supporting document for ICHEP 2012 conference*, ATL-COM-PHYS-2012-757.

[86] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Coupling measurements in diphoton channel, supporting document for Moriond 2013*, ATL-COM-PHYS-2013-094.

[87] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Selection for $H \to \gamma\gamma$ analysis supporting document, supporting document for Moriond 2013*, ATL-COM-PHYS-2013-093.

[88] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Mass measurement in the $H \to \gamma\gamma$ channel*, ATL-COM-PHYS-2013-097.

[89] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Multivariate analysis for the search of VBF $H \to \gamma\gamma$*, ATL-COM-PHYS-2013-076.

[90] ATLAS Collaboration, *Differential cross sections of the Higgs boson measured in the diphoton decay channel using 8 TeV pp collisions*, (2013), ATLAS-CONF-2013-072, ATLAS-COM-CONF-2013-086.

[91] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Measurement of differential cross sections of the Higgs boson in the diphoton decay channel using 8 TeV pp data : supporting documentation*, ATL-COM-PHYS-2013-714.

[92] ATLAS Collaboration, *Search for ttH production in the $H \to \gamma\gamma$ channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, (2013), ATLAS-CONF-2013-080, ATLAS-COM-CONF-2013-089.

[93] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for ttH production in the diphoton channel with 20.3 fb^{-1} of data at 8 TeV, supporting document*, ATL-COM-PHYS-2013-866.

[94] ATLAS Collaboration, *Search for flavor-changing neutral currents in $t \to cH$, with $H \to \gamma\gamma$, and limit on the tcH coupling*, (2013), ATLAS-CONF-2013-081, ATLAS-COM-CONF-2013-090.

[95] HSG1 working group (ATLAS Collaboration), *Search for flavor-changing neutral currents in $t \to cH$, with $H \to \gamma\gamma$, and limit on the tcH coupling, supporting document*, ATL-COM-PHYS-2013-499.

[96] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, Eur. Phys. J. **C74**(10), 3071 (2014), arXiv:1407.5063 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-153.

Conclusion et perspectives

Au cours des années 2011 et 2012, l'expérience ATLAS auprès du LHC a enregistré des collisions de protons correspondant respectivement à une luminosité $L = 4,5\ fb^{-1}$ à une énergie de $\sqrt{s} = 7\ TeV$ et $L = 20,3\ fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 8\ TeV$. Grâce à l'excellent fonctionnement du détecteur et aux techniques de reconstruction, une nouvelle résonance a été établie, notamment grâce au canal $H \to \gamma\gamma$, avec une significance observée (respectivement attendue) de $5,2\ \sigma$ (respectivement $4,7\ \sigma$). Dans le cadre des incertitudes théoriques et expérimentales contemporaines à cette analyse, tant les canaux présentant l'excès par rapport à l'hypothèse bruit de fond seul, que la masse et la force de signal mesurées, les couplages, les nombres quantiques (J^{PC}), notamment spin, les modes de production, les sections efficaces fiducielles et différentielles, sont compatibles avec le boson de Higgs du Modèle Standard.

L'analyse de la masse et la force de signal dans le canal $H \to \gamma\gamma$ aboutit aux mesures :

$$m_H = 125,98 \pm 0,42\ (stat) \pm 0,28\ (syst)\ GeV \tag{8.22}$$
$$= 125,98 \pm 0,50\ GeV \tag{8.23}$$
$$\mu = 1,29 \pm 0,30 \tag{8.24}$$

et à la contrainte supérieure sur la largeur Γ_H de désintégration du Higgs de $5,0\ GeV$ à 95 % CL.

La combinaison de la masse entre les prises de données 2011 et 2012 pour les canaux $H \to \gamma\gamma$ et $H \to 4l$ aboutit au résultat :

$$m_H = 125,36 \pm 0,37\ (stat) \pm 0,18\ (syst)\ GeV \tag{8.25}$$

L'analyse des modes de production dans le canal $H \to \gamma\gamma$ aboutit aux mesures :

$$\mu_{ggF} = 1,32\ \pm 0,32\ (stat)\ ^{+0,13}_{-0,09}\ (syst)\ ^{+0,19}_{-0,11}\ (th) = 1,32\ \pm 0,38$$
$$\mu_{VBF} = 0,8\ \pm 0,7\ (stat)\ ^{+0,2}_{-0,1}\ (syst)\ ^{+0,2}_{-0,3}\ (th) = 0,8\ \pm 0,7$$
$$\mu_{WH} = 1,0\ \pm 1,5\ (stat)\ ^{+0,3}_{-0,2}\ (syst)\ ^{+0,2}_{-0,1}\ (th) = 1,0\ \pm 1,6$$
$$\mu_{ZH} = 0,1\ ^{+\ 3,6}_{-\ 0,1}\ (stat)\ ^{+0,7}_{-0,0}\ (syst)\ ^{+0,1}_{-0,0}\ (th) = 0,1\ ^{+\ 3,7}_{-\ 0,1}$$
$$\mu_{ttH} = 1,6\ ^{+\ 2,6}_{-\ 1,8}\ (stat)\ ^{+0,6}_{-0,4}\ (syst)\ ^{+0,5}_{-0,2}\ (th) = 1,6\ ^{+\ 2,7}_{-\ 1,8}$$

Le LHC a été arrêté en 2013 avec pour objectif de redémarrer pour le run 2 à une énergie de 13 TeV en 2015, afin d'accumuler au terme de 3 ans environ 100 fb^{-1} de données. La mesure des propriétés du Higgs doit se poursuivre, en particulier en étudiant les déviations possibles par rapport aux prédictions du Modèle Standard, mais aussi en observant les canaux pour lesquels la découverte individuelle n'est pas établie : $H \to \tau\tau$, $H \to Z\gamma$, $H \to \mu\mu$. Différentes perspectives s'offrent au canal $H \to \gamma\gamma$.

La mesure précise de la masse du Higgs est un test important du Modèle Standard, pour vérifier sa compatibilité par rapport aux contraintes indirectes, mais aussi sa consistance entre les différents canaux de désintégration. Il permet de mieux comprendre l'état de stabilité du vide, actuellement contraint comme un état métastable. Le canal $H \to \gamma\gamma$ permet, de même que $H \to 4l$, de mesurer précisément la masse du Higgs. Avec davantage de données du run 2, une précision de l'ordre de 100 à 200 MeV pourrait être atteinte sur la masse. Pour atteindre cet objectif, outre trouver une catégorisation permettant la meilleure résolution, il faut pouvoir réduire les incertitudes systématiques, notamment l'échelle d'énergie des électrons/photons : étude des effets du matériel en amont du calorimètre, de l'intercalibration entre couches, des gains de l'électronique, des fuites latérales hors du cluster. Il faut pouvoir améliorer la résolution en énergie, en continuant à étudier la calibration multivariée. Il faut comprendre le comportement des photons par rapport aux électrons. Avec une grande statistique, les désintégrations radiatives $Z \to ll\gamma$ permettraient de tester l'échelle d'énergie avec une précision de l'ordre de 4 %. Il faut optimiser l'énergie d'isolation, par exemple en combinant le cluster et les traces en une variable par des techniques de flux d'énergie, ce qui permettrait de combiner les avantages de chacun : traces moins sensibles à l'empilement et de meilleure résolution pour les faibles impulsions, clusters permettant de mesurer les composantes neutres.

La largeur du Higgs est un paramètre important à mesurer. Si la résolution du calorimètre électromagnétique est insuffisante pour une mesure directe, en revanche, des techniques d'interférométrie, déjà abordées, sont possibles. En effet, le décalage de la masse invariante du signal de Higgs, liée à l'interférence entre le signal $gg \to H \to \gamma\gamma$ et le bruit de fond $gg \to \gamma\gamma$, dépend de la largeur du Higgs.

La discrimination entre les hypothèses de spin par l'utilisation de l'angle polaire θ peut être améliorée en utilisant [1] l'angle azimutal ϕ. La parité pourrait être explorée en utilisant [1] l'impulsion transverse, et la polarisation des gluons [2]. La violation de CP pourrait être explorée avec la désintégration $H \to \gamma\gamma$ à partir de l'angle azimutal [3] entre les deux plans formés chacun par un positron et le photon qui lui a donné naissance, pour une configuration avec deux photons convertis, ce qui est difficile en raison de la faible statistique et de la collimation des électrons/positrons. Une autre approche [4] utilise la production du Higgs en association avec deux jets, à partir de l'asymétrie de l'angle azimutal entre les deux jets.

Les sections efficaces différentielles en diverses observables pourront être améliorées avec le run 2. Si la mesure du paramètre CP est difficile pour le canal $H \to \gamma\gamma$, l'hy-

pothétique observation d'une composante impaire, incompatible avec le Higgs standard, serait la signature d'une nouvelle physique.

Dans le cadre de l'analyse des mesures de production du Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$ du run 1 par ATLAS, la force de signal inclusive a été mesurée avec une précision relative de l'ordre de 25 %. Les différents couplages, notamment ceux correspondant aux processus les plus rares, sont mesurés avec une incertitude bien plus grande. Pour explorer le domaine de précision et pouvoir discriminer entre le Modèle Standard et des modèles de nouvelle physique, il faut pouvoir atteindre des précisions relatives sur les couplages de l'ordre de $5 - 10$ %. Ceci est presque à la portée du run 2, accumulant une luminosité intégrée d'environ 100 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 13\ TeV$. Le run 2 constitue une étape dans cette quête. Outre l'augmentation de la luminosité intégrée de cette nouvelle campagne par rapport au run 1, la sélectivité de chaque mode de production pourra être améliorée, en bénéficiant de l'expérience acquise par les deux expériences, en conservant et développant les sélections meilleures proposées pour certains modes par ATLAS, en explorant celles meilleures proposées pour certains autres modes par CMS. Le compromis choisi pour certains modes rares, limitant la sélectivité donc la significance afin de permettre un nombre d'événements signal non nul, pourra être levé par l'augmentation de la luminosité intégrée. L'objectif est notamment d'aboutir, à long terme, à l'observation des modes WH, ZH, ttH. Dans ce contexte, l'optimisation de catégories pour chaque mode de production évolue avec l'énergie dans le centre de masse, l'ordonnancement entre modes de production évoluant (Fig. 8.52) notamment avec celle-ci. Le couplage de Yukawa Htt, actuellement contraint uniquement par l'interférence $W - t$ dans la boucle $H \to \gamma\gamma$ pourra bénéficier de l'augmentation de luminosité pour la production associée avec une paire de quark top, au stade de limite pour le Run 1. Le canal $t \to qH$ pourra améliorer les limites apportées par le run 1 sur les courants neutres avec changement de saveur (FCNC), avec 100 fb^{-1}. Le mode de production tH permet d'améliorer la contrainte sur le signe du couplage de Yukawa Htt, puisque le gain en signal serait augmenté par un facteur 10 s'il était de signe opposé.

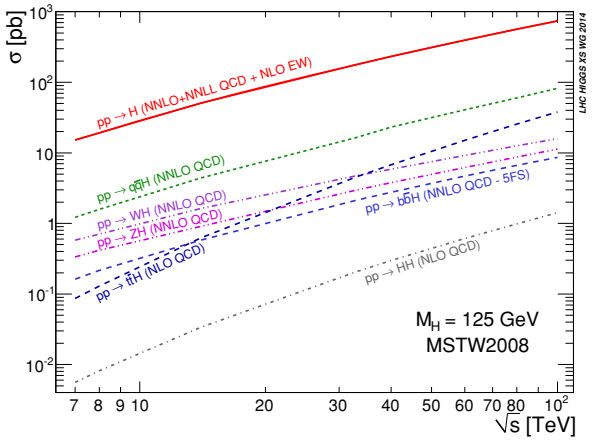


FIGURE 8.52 – *Evolution des sections efficaces de production du Higgs par différents mécanismes, en fonction de la section efficace dans le centre de masse. Source : https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/HiggsEuropeanStrategy.*

Les désintégrations rares similaires au canal $H \to \gamma\gamma$ bénéficieront de l'augmentation de luminosité. Le mode de production tH est sensible à la différence de signe entre le couplage du Higgs au W et au top, permettant de lever la dégénérescence des couplages. Le canal $H \to Z(ll)\gamma$, de l'ordre de 5 % plus faible que le canal $H \to \gamma\gamma$, qui se limite à des limites pour le run 1, bénéficiera de la montée en luminosité par une sensibilité améliorée par un facteur 3. Dans des extensions du Modèle Standard comme la compositivité, le taux de signal serait augmenté. Le canal $H \to J/\Psi(ll)\gamma$ [5], de taux 10 à 100 fois plus faible que $H \to Z(ll)\gamma$, permettrait de mesurer le couplage de Yukawa Hcc qui nécessiterait en son absence des techniques difficiles d'étiquetage de quark c. Le canal $H \to \Upsilon(1S)\gamma$, de taux encore plus faible par un facteur 100, permettrait d'apporter des informations sur le couplage Hbb. Le canal $H(\to \gamma\gamma)H(b\bar{b})$ pour le long terme, correspondant à la production du Higgs par paire, pour mesurer le couplage trilinéaire HHH prévu par la théorie, est accessible pour la phase à 3000 fb^{-1} (HL-LHC), mais doit être étudié dès le run 2 pour rechercher toute déviation de nouvelle physique. Le canal de production $H(\to \gamma\gamma)H(\to bb)$ est un des canaux privilégiés pour cette étude.

Le bruit de fond doit être étudié pour mieux comprendre et contraindre la production du Higgs en paire de photons dans ses canaux exclusifs : bruit de fond $Z\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$ pour VH, bruit $\gamma\gamma jj$, $\gamma\gamma bb$, $\gamma\gamma cc$ pour VBF, ttH, mais aussi pour la production de paire de Higgs $H(\to \gamma\gamma)H(\to bb)$.

L'ensemble de ces études bénéficiera de l'amélioration de la connaissance de la section efficace de production du Higgs, avec une réduction possible de l'incertitude d'échelle à 3 % au N^3LO [6] (Fig. 8.53a) pour le processus $gg \to H$, et de l'amélioration de la connaissance des densités de partons (Fig. 8.53b) dans le proton par l'exploitation des données de photons isolés du LHC. Par exemple, les données de 7 TeV peuvent améliorer [7] par 20 % l'incertitude sur la pdf pour $x \approx 0,02$, ce qui améliorerait par un même facteur l'incertitude sur la section efficace du Higgs.

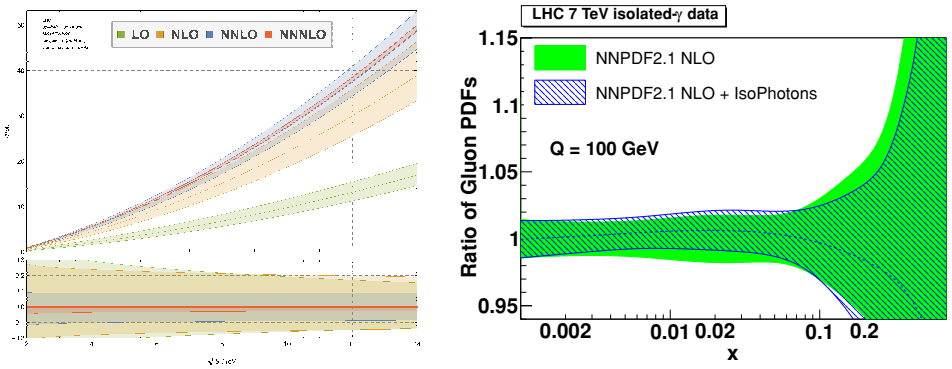


FIGURE 8.53 – *(a) Evolution de la section efficace de production du Higgs à partir de deux gluons issus de protons, avec variation des échelles QCD entre $m_H/4$ et m_H, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. (b) Comparaison de l'incertitude sur la pdf du gluon sans et avec considération des données de photons isolés du LHC. Un gain de l'ordre de 20 % pourrait être obtenu dans la région de $x \approx 0,02$ correspondant à la production du Higgs. Source : (a) : [6], (b) : [7].*

Ainsi, par la montée en énergie, en luminosité intégrée, en diversité des analyses et par l'entrée progressive vers le domaine de la mesure de précision, le canal d'étude du Higgs en paire de photons offre de nombreuses perspectives pour la recherche de demain. Ce travail de thèse d'habilitation n'en est qu'une introduction.

Bibliographie

[1] D. Boer, W. J. D. Dunnen, C. Pisano and M. Schlegel, *Determining the Higgs spin and parity in the diphoton decay channel*, Phys. Rev. Lett. **111**, 032002 (2013), arXiv :1304.2654 [hep-ph].

[2] W. J. d. Dunnen and M. Schlegel, *Determining the Higgs spin and parity in the di-photon decay channel using gluon polarization*, (2013), arXiv:1310.4965 [hep-ph].

[3] F. Bishara, Y. Grossman, R. Harnik, D. J. Robinson, J. Shu et al., *Probing CP Violation in $h \to \gamma\gamma$ with Converted Photons*, JHEP **1404**, 084 (2014), arXiv:1312.2955 [hep-ph], FERMILAB-PUB-13-540-T.

[4] G. Klamke and D. Zeppenfeld, *Higgs plus two jet production via gluon fusion as a signal at the CERN LHC*, JHEP **0704**, 052 (2007), arXiv :0703202 [hep-ph], KA-TP-04-2007, SFB-CPP-07-10.

[5] G. T. Bodwin, F. Petriello, S. Stoynev and M. Velasco, *Higgs boson decays to quarkonia and the $Hc\bar{c}$ coupling*, Phys. Rev. D 88, **053003** (2013), arXiv:1306.5770 [hep-ph].

[6] C. Anastasiou, C. Duhr, F. Dulat, F. Herzog and B. Mistlberger, *Higgs boson gluon-fusion production in N3LO QCD*, (2015), arXiv :1503.06056 [hep-ph], CERN-PH-TH-2015-055, CP3-15-07.

[7] D. d'Enterria and J. Rojo, *Quantitative constraints on the gluon distribution function in the proton from collider isolated-photon data*, Nucl. Phys. **B860**, 311–338 (2012), arXiv:1202.1762 [hep-ph].

Annexe A

Activité de recherche

Travaux de Marc Escalier

Chargé de recherche de 1$^{\text{ère}}$ classe

Jan. 2015

Marc Escalier
38 ans, né le 20/10/1976
LAL, Bât. 200
Université Orsay, Paris-Sud
91898 Orsay cedex
France

Carrière et diplômes

— oct. 2012- , chargé de recherche de 1ère classe, **LAL Orsay, ATLAS**
— oct. 2008-oct. 2012, chargé de recherche de 2ème classe, **LAL Orsay, ATLAS**
— oct. 2007-oct. 2008, post-doc, **CPPM Marseille, D0**, directeur : A. Duperrin
— oct. 2005-oct. 2007, post-doc, **CEA Saclay, IRFU, Babar**, directeur : G. Vasseur
— oct. 2002-oct. 2005, thèse, **LPNHE Paris, ATLAS**, directeur : B. Laforge
— sept. 2001-sept. 2002, DEA Champs, Particules, Matières (Master 2), assez-bien, univ. Orsay
— sept. 1999-sept. 2001, magistère physique fondamentale, bien/assez-bien, univ. Orsay
— sept. 1997-sept. 1999, licence-maîtrise/magistère EEA (électronique), assez-bien, univ. Orsay
— sept. 1994-sept. 1997, DUT informatique, IUT Paris ; DUT électronique, IUT Cachan
— 1994 : Lycée Charlemagne, baccalauréat C (mathématiques et physique)

Activité de recherche

— Expérience ATLAS (2002-2005 et 2008-)
  — mesure des modes de production du Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$
  — première découverte d'une résonance à 5 σ dans le cadre de la recherche combinée
  — recherche du Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$
  — reconstruction vertex primaire et direction des photons
  — extraction signal simple photon et diphotons
— Expérience D0 (2007-2008)
  — étude trigger pour recherche du boson de Higgs dans canal ZH
— Expérience Babar (2005-2007)
  — première observation de la désintégration $B^0 \to K^{*0}\rho^0$
  — première observation de la désintégration $B^0 \to \rho^0\rho^0$
  — mesure angle α.

Enseignement et diffusion de la connaissance scientifique

•Enseignement
— fév.-juin 2004, univ. Paris 7, TD physique subatomique, licence physique (L3), 24h
— sept. 2002-janv. 2003, univ. Paris 7, TD et TP électronique analogique, DEUG 2ème année, demi-service d'enseignement (équivalents 96h TD)
— janv. 2002-juin 2003, cours particuliers à domicile, Acadomia : mathématiques, physique/chimie seconde, première, terminale, 54 h
•Physique hautes énergies :

— mai. 2013, *"Le LHC : la physique à l'aube d'une nouvelle révolution"*, *Lycée Montaigne*, Paris
— oct. 2010, *"La physique des particules au LHC"*, *Fête de la science, association Lacq Odyssée*, Pau
— mars 2009, Master Class 2009, classe de 1ère S, lycée de Sèvres : TD sur postes informatiques : "mesure des rapports d'embranchement du Z, mesure de la constante de couplage α_s à l'énergie du z". Présentations : "Les particules et leur interactions", "Préparation des travaux dirigés"
— nov. 2008, animation stand LHC et musée du LAL, *Fête de la science*, LAL
— nov. 2008, animation du salon *"La ville européenne des sciences"*, grand public, Paris
— mars 2008, visite lycéens ($1^{ère}$ S), présentation posters sur LHC, CPPM Marseille (métier de chercheur, expériences sur la physique des 2 infinis)
— janv. 2008, animation stand laboratoire CPPM au salon *"Metierama" (salon des métiers)*, démonstration roue cosmique ; scolaire et grand public, Marseille
— oct. 2007, animation de l'exposition *"Aux frontières de l'infiniment petit"*, *Fête de la science*, scolaire et grand public, Aubagne, Bouches-du-Rhône
— oct. 2006, visites du laboratoire pour le grand public, *Fête de la science*, LPNHE
— sept. 2005, *"Le Modèle Standard"*, *séminaire à l'ESPCI*, M2 (DEA) Capteurs, Mesures et Instrumentation
— mai 2005, *"Peut-on remonter le temps jusqu'au Big-Bang ?"*, *conférence Népal*, Lycée Molière, Paris

•Physique générale :

— nov. 2008, atelier de physique amusante, *Fête de la science*, LAL
— oct. 2006, *"Electrostatique, électricité, magnétisme, électromagnétisme : une introduction."*, *Fête de la science*, LPNHE
— oct. 2006, atelier de physique contre-intuitive, *Fête de la science*, LPNHE

•Histoire des sciences :

— sept. 2013, *"Histoire de l'émergence du Modèle Standard de la physique des particules*, deux parties (total 3h), première partie : *Des précurseurs de l'antiquité au modèle de Bohr de l'atome*, deuxième partie : *Des rayons cosmiques au Modèle Standard de la physique des particules*, *Journées du patrimoine*, LAL
— juil. 2009, *"Histoire de la physique des particules"*, *Festival d'astronomie de Nancay*, observatoire de Nancay
— oct. 2004, *"De Aristote au boson de Higgs"*, *Fête de la science*, LPNHE

Encadrement de stages et thèses

Au niveau doctoral, mon encadrement a consisté en :

— oct. 2011-11 juillet 2014, thèse Estelle Scifo (50 % avec Louis Fayard) ; *"Mesure des couplages du boson de Higgs dans son canal de désintégration en deux photons avec le détecteur ATLAS au LHC"*. Voir synthèse des travaux.
— oct 2009-juil. 2012, participation à 10 % à l'encadrement de Nancy Andari, étudiante en thèse de Louis Fayard, *"Observation d'un boson de type Higgs se désintégrant en deux photons dans le détecteur ATLAS au LHC"*. Supervision de la quasi intégralité des problèmes techniques du travail de Nancy.

— oct 2008-juillet 2011, participation à 10 % à l'encadrement de Henso Abreu, étudiant en thèse de Louis Fayard, *"Mesure de la section efficace inclusive de production de photons directs et préparation à la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons avec le détecteur ATLAS au LHC"*. J'ai participé à la première note sur le sujet, en particulier par la proposition d'une méthode (de maximum de vraisemblance) parmi les cinq considérées. Supervision des aspects techniques du travail de Henso.
— avril-juil. 2011 (10 semaines), stage M2 magistère physique : Estelle Scifo (50 % avec Louis Fayard) ; étude de $H(\rightarrow \gamma\gamma)$ avec énergie transverse manquante, avec ou sans lepton. Ce canal, étudié pour la première fois par Estelle, a été utilisé par la suite dans le groupe de travail du CERN, afin d'optimiser la signification statistique de l'observation du Higgs et de mesurer les couplages du Higgs.
— janv.-fév. 2010 (7 semaines), stage M2 école Polytechnique : Benjamin Assel. Utilisation d'une méthode de maximum de vraisemblance appliquée à l'isolation calorimétrique, pour extraire la composante de production directe de photons des données enregistrées à une énergie de 900 GeV.

Au niveau pré-doctoral, mon encadrement a consisté en :

— mai-juil. 2014 (8 semaines), stage L3, magistère physique fondamentale Orsay : Antoine Laudrain. Développement d'une méthode de mesure de l'efficacité d'identification des photons avec partir d'une méthode de Smirnov transformant les variables de forme de gerbe des électrons en photons.
— mai-juil. 2014 (8 semaines), stage L3, magistère physique fondamentale Orsay : Angélique Vollard. Préparation à la recherche de la double production de Higgs dans le canal $H \rightarrow bb\gamma\gamma$ pour une luminosité de 3000 fb^{-1}.
— fév. 2014 (1 semaine), stage de découverte en milieu entreprise, Cindy Hua (collège Lavoisier, Pantin). Présentation : le métier de chercheur.
— mai-juil. 2013 (8 semaines), stage L3, magistère physique fondamentale Orsay : Mathieu Lamoureux. Amélioration de l'identification des photons par des méthodes multivariées. Calibration des photons par la méthode de désintégrations radiatives $Z \rightarrow ee\gamma$.
— mai-juil. 2012 (6 semaines), stage L3, magistère physique fondamentale Orsay, co-encadrement avec Estelle Scifo : Christophe Goudet. Développement d'outils pour monitorer la stabilité du taux d'événements passant les coupures de sélection. Variation de la résolution du signal en 2011 et 2012. Etude systématique de modèles pour minimiser le faux signal de modélisation du bruit de fond (spurious signal).
— mai-juil. 2011 (6 semaines), stage L3, magistère physique fondamentale Orsay : David Delgove. Etude de variables discriminantes, impulsion transverse du Higgs.
— avril-juil. 2011 (10 semaines), stage M2 magistère physique : Estelle Scifo (50 % avec Louis Fayard) ; étude de $H(\rightarrow \gamma\gamma) + MET + 0/1$ lepton
— mai-juil. 2010 (7 semaines), stage L3, magistère de physique d'Orsay : Pauline Harrau. Utilisation du taux de conversion de photons pour extraire la composante signal simple photon avec des données à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV.

— janv.-fév. 2010 (7 semaines), stage M2 école Polytechnique : Benjamin Assel. Utilisation d'une méthode de maximum de vraisemblance utilisant l'isolation calorimétrique, pour extraire la composante simple photon des données enregistrées à une énergie de 900 GeV.
— oct.-déc. 2009, (3 mois), stage L3, magistère physique, programme échange franco-chinois : Shaobo Wang. Stage initialement prévu sur les sections efficaces, modifié en une introduction très élémentaire à l'environnement informatique et aux techniques de programmation.
— juin-juil. 2009 (6 semaines), stage L3, magistère de physique fondamentale Orsay : Estelle Scifo. Financement bourse Janus. Recherche d'amélioration de la méthode de maximum de vraisemblance pour la résolution du vertex des photons issus du Higgs.
— mai-août 2009 (11 semaines), stage L3, deuxième année de l'école d'ingénieur Supoptique : Anne-Claire Bourgaux. Calcul de sections efficaces de production du Higgs dans ses différents modes de production avec les outils disponibles dans la communauté.
— janv.-fév. 2008 (stage informatique (20h)), M2, master de physique et sciences de la matière : Sofiane Boucenna. Méthodes statistiques pour la recherche du boson de Higgs.

Présentation en conférence, workshop, séminaire

•workshop/conférences

— juin 2011, *"Recent Higgs results from ATLAS"*, PLHC 2011, Perugia (Italie)
— fév. 2009, *"L'expérience ATLAS au LHC : recherche du boson de Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$"*, 17$^{\text{ème}}$ colloque Bouyssy, univ. Orsay
— nov. 2006, Réunion Babar France, LPNHE, *"De $B \to K^{*0}\rho^0$ à $B^0 \to \rho^0\rho^0$"*
— avril 2006, Conférence APS 2006 (American Physical Society), Dallas, *"Study of the $B \to K^{*0}\rho$ modes at Babar"*
— nov. 2005, Réunion Babar France : *"Les canaux $B^0 \to K^{*0}\rho^0$ et $B^+ \to K^{*0}\rho^+$"* , LAPP
— oct. 2005, GDR Susy 2005, *"Standard Model Backgrounds"*, *"Comparisons between Diphox, ResBos, Pythia, for $\gamma\gamma$ background and signal at LHC, ATLAS"*
— avril 2005, Deep Inelastic Scattering 2005, *"Higgs Searches at LHC"*
— mai 2004, Journées Physique ATLAS France, *"$H \to \gamma\gamma$"*
— avr. 2004, Exotic signals at Hadron colliders, IPPP Durham, *"α_s with extra dimensions and Kaluza-Klein excitation of gluon at ATLAS"*
— nov.-déc. 2003, Journées Jeunes chercheurs 2003, *"NLO Signal and Background for $H \to \gamma\gamma$ at ATLAS"*
— juil. 2003, Physics at LHC Praha 2003, *"Kaluza-Klein of $W, Z/\gamma$"*
— mai-juin 2003, Les Houches 2003, *"Physics at TeV colliders"*, *"$H \to \gamma\gamma$ at ATLAS"*
— déc. 2002, GDR Susy Montpellier, *"Testing Extra Dimensions Using Renormalisation Group Equations"*

•séminaires

— mai. 2013, *"Méthodologie de la recherche d'une nouvelle particule : exemple de la quête vers le boson de Higgs au LHC"*, Laboratoire de Chimie-Physique, Orsay
— janv. 2013, *"Discovery and first property measurements of a new particle at LHC in the context of the Higgs search"*, Ganil, Caen
— mai 2012, *"Activité de physique dans le groupe ATLAS-LAL de 2010 à 2012"*, biennale laboratoire LAL, domaine de Seillac.
— janv. 2012, *"Recent search for the Higgs boson by the ATLAS experiment with 2011 data"*, LAL
— mars 2008, *"Activités dans Babar"*, LPNHE
— avr. 2007, *"Etude de modes VV dans Babar au SPP"*, LPNHE
— avr. 2007, *"Violation de CP et étude de l'angle alpha du triangle d'unitarité dans Babar"*, CPPM
— mars 2007, *"Violation de CP et étude de l'angle alpha du triangle d'unitarité dans Babar"*, LPNHE
— oct. 2006, *"Activités dans Babar"*, Dapnia
— mai 2006, *"Measuring the branching ratio of a rare decay mode in Babar experiment : the $B^0 \to K^{*0}\rho^0$ channel"*, LPNHE
— août-sept. 2005, Heraeus Summer School on Flavour physics and CP Violation, *"Search for the Higgs boson at ATLAS : The $H \to \gamma\gamma$ channel"*
— janv. 2005, *"Contraintes théoriques et expérimentales sur le boson de Higgs, recherche au LHC."*, *Théo-Labo*[1], LPNHE
— déc. 2004, *"La brisure spontanée de symétrie dans le Modèle Standard"*, *Theo-Labo*, LPNHE

Responsabilités et comités

— nov. 2014-, membre du comité d'organisation des présentations d'ATLAS (ATLAS Speakers Committee). Organisation des présentations d'ATLAS : choix des orateurs suivant les règles établies par ATLAS, organisation des répétitions.
— juil. 2012, référent pour Phys. Lett. B, revue d'une analyse $H \to \gamma\gamma$ d'une autre expérience
— nov. 2011, co-organisation (avec Junichi Tanaka) du premier workshop $H \to \gamma\gamma$, LAL
— oct. 2010-oct. 2011, coordinateur du groupe HSG1 de l'expérience ATLAS/CERN (Higgs en paire de photons), environ 60 personnes (début mandat) à 100 personnes (fin mandat). Premières exclusions du Higgs dans certains domaines en masse par le canal $H \to \gamma\gamma$ dans ATLAS, meilleure limite mondiale sur le Higgs.
Dans ce contexte, j'ai supervisé la rédaction de 5 notes de conférence par des éditeurs choisis dans le groupe, et leur notes de support associées.
— avr. 2010, première production officielle manuelle de ntuples pour les analyses utilisant les photons : rotation d'une personne par mois. Production automatisée

1. Séminaires théoriques, destinés de préférence aux jeunes membres du laboratoire (thésards, post-docs).

quelques mois après (par Leonardo Carminati).
— mars 2010, co-éditeur avec Sky French, comparaison données/simulation des variables de forme de gerbe avec les premières données d'ATLAS (900 GeV)
— mars 2009, co-organisation de la réunion MasterClass, LAL
— nov. 2006, organisation de la réunion de collaboration Babar France : site web, agenda, etc.

A.1 Activité avant le recrutement en CR2

Après ma thèse, au LPNHE de 2002 à 2005 sur la préparation de la recherche du boson de Higgs, dans ATLAS au LHC, il me semblait important de diversifier mon activité de recherche en étudiant d'autres aspects de la thématique de la physique des particules.

A.1.1 Le post-doc dans l'expérience Babar : physique du B et de la violation de CP

De octobre 2005 à octobre 2007 j'ai fait un post-doc sur la thématique de la physique du B et la violation de CP (différence de comportement entre matière et antimatière), au Dapnia (renommé IRFU, au Cea Saclay), sur l'expérience Babar auprès de l'accélérateur SLAC (près de San Francisco), sous la direction de Georges Vasseur. La non invariance des taux de réaction faisant intervenir des particules de matière et d'antimatière sous l'opération de conjugaison de charge (C) et d'inversion d'espace (parité P) est baptisée violation de CP, typiquement quantifiée par l'asymétrie de CP (A_{CP}) relative entre les modes de matière et d'antimatière. Le Modèle Standard rend compte de la violation de CP à travers l'existence d'une phase complexe dans la matrice CKM reliant les états propres de masse à ceux de saveur intervenant dans l'interaction faible. La relation d'unitarité de cette matrice, imposée pour conserver les lois fondamentales de la physique quelque soit le référentiel, se représente graphiquement par un triangle, dit d'unitarité, se refermant expérimentalement si la relation est respectée. Il a une surface non nulle si l'explication de la violation de CP par le Modèle Standard est correcte. Si la violation de CP est une réalité, il convient néanmoins d'en mesurer précisément ses paramètres, notamment les angles α, β, γ du triangle d'unitarité (β étant l'angle le plus facile à mesurer). Plus généralement dans le domaine de la physique de la saveur, avec l'accroissement de luminosité des accélérateurs, la recherche de mode rares devient possible et intéressant pour la recherche de nouvelle physique.

A.1.1.1 Les canaux $B^0 \to K^{*0}\rho^0$ et $B^0 \to K^{*0} f_0$

Les désintégrations sans charme vers des modes vecteur-vecteur (spin 1), rares, sont un domaine intéressant pour vérifier la validité du Modèle Standard. L'analyse effectuée au cours de ce post-doc porte sur l'étude de ces modes, ayant la propriété d'avoir une fraction de polarisation longitudinale (f_L), ce qui complique la mesure des observables. Je me suis donc interessé à la recherche des canaux $B^0 \to K^{*0}\rho^0$ et $B^0 \to \rho^0\rho^0$, canaux non découvert jusqu'alors et ayant des implications sur des modèles théoriques pour le premier et sur la mesure de l'angle α pour le second. Le Modèle Standard prédit pour les mésons vecteur légers une fraction de polarisation longitudinale de l'ordre de $1 - O(m_V^2/m_B^2)$, donc proche de 1, à la fois pour les diagrammes en arbre et pingouin. Pourtant, jusqu'à présent, les résultats expérimentaux sur les modes vecteur-vecteur sans charme ont montré plutôt une loi empirique : f_L est proche de 100 % pour les modes dominés par les diagrammes en arbre (comme $\rho^+\rho^-$), et proche de 50 % pour les canaux dominés par les diagrammes pingouin. L'effet peut être interprété en termes de radiations dans l'état final, de contributions du pingouin électrofaible et du quark c dans le pingouin gluonique

plus importantes que prévues [2], ou encore en termes de nouvelle physique. Dans une plus large mesure, ces diagrammes ne sont pas factorisables ce qui complique l'étude théorique.

L'étude s'inscrit dans une collaboration [3] sur l'étude des modes $K^*\rho$. Je suis l'un des contributeurs directs de la découverte du canal $B^0 \to K^{*0}\rho^0$, permettant en outre de comparer sa polarisation avec celle du mode $K^{*0}\phi$, sous l'hypothèse de symétrie $SU(3)$. Le mode de désintégration dominant est considéré : $K^{*0} \to K^+\pi^-$ (67 %) et $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ (100 %). Dans le mode longitudinal, les particules provenant de la désintégration des mésons vecteurs ont des directions opposées, avec un angle proche de la direction de vol du méson vecteur dont ils proviennent. D'après la règle empirique précédente, comme le processus est dominé par un diagramme pingouin, la fraction de polarisation longitudinale attendue est proche de 50 %.

L'analyse utilise les angles d'hélicité $\theta_{K^{*0}}$ et θ_{ρ^0}. L'angle $\theta_{K^{*0}}$ (respectivement θ_{ρ^0}) est défini par l'angle entre la direction du K^{*0} (respectivement ρ^0) et la direction du K^+ (respectivement π^+) provenant de sa désintégration dans le référentiel au repos du méson vecteur. La fraction de polarisation longitudinale f_L est extraite à partir du taux de désintégration différentiel :

$$\frac{1}{\Gamma}\frac{d^2\Gamma}{d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} \sim \frac{1}{4}(1-f_L)\sin^2\theta_1\sin^2\theta_2 + f_L\cos^2\theta_1\cos^2\theta_2 \qquad \text{(A.1)}$$

Le but de l'analyse est de mesurer le nombre de signaux et la fraction de polarisation longitudinale, ce qui permet d'obtenir le rapport d'embranchement. Outre l'étude des différentes sources d'incertitudes systématiques, le travail a consisté à modéliser les densités de probabilité permettant de faire l'ajustement de maximum de vraisemblance utilisant 7 variables discriminantes, pour les différentes contributions de signal et de bruit de fond, dans un environnement avec du bruit de fond non-résonant, présentant le même état final que le signal, avec des distributions pour certaines variables discriminantes identiques à celles du signal, rendant difficile la découverte de ce canal rare. En utilisant 232 millions de paires $B\bar{B}$ (210 fb^{-1}), les résultats [4] sont la découverte du canal $B^0 \to K^{*0}\rho^0$, un rapport d'embranchement de $\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}\rho^0) = [5,6 \pm 0,9(stat) \pm 1,3(syst)] \times 10^{-6}$ et $\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}f_0) = [2.6 \pm 0.6(stat) \pm 0.9(syst)] \times 10^{-6}$ et $f_L(B^0 \to K^{*0}\rho^0) = 0.57 \pm 0.09(stat) \pm 0.08(syst)$, ainsi que les asymétries directes de CP : $A_{CP}(B^0 \to K^{*0}\rho^0) = 0.09 \pm 0.19(stat) \pm 0.02(syst)$ et $A_{CP}(B^0 \to K^{*0}f_0) = -0.17 \pm 0.28(stat) \pm 0.02(syst)$. L'asymétrie de CP, compatible avec 0, est en accord avec les prédictions du Modèle Standard du fait de l'ordre de grandeur différent entre les diagrammes qui interagissent : arbre et pingouin. En tenant compte de l'invariance d'isospin (pingouins gluoniques dominants), un rapport 2 est prédit entre les rapports d'embranchement de $B^0 \to K^{*0}\rho^+$

2. donc ne pouvant pas être négligé dans les calculs théoriques

3. $K^{*0}\rho^+$: Saclay, $K^{*+}\rho^0$: LBL, $K^{*0}\rho^0$: Saclay, $K^{*+}\rho^-$: South Carolina.

4. Babar Collaboration (B. Aubert et al.), Measurements of branching fractions, polarizations, and direct CP-violation asymmetries in $B \to \rho K^*$ and $B \to f_0(980)K^*$ decays, Phys. Rev. Lett. 97, 201801 (2006), arXiv :hep-ex/0607057. J'ai mesuré également le canal $B^0 \to K^{*0}f_0$ qui constituait un bruit de fond à l'analyse principale

et $B^0 \to K^{*0}\rho^0$, ce qui est constaté expérimentalement. Les résultats récents (arxiv :1112.3896v2) sont en accord avec les résultats de l'époque.

A.1.1.2 Le canal $B^0 \to \rho^0\rho^0$

L'angle α est déterminé par une mesure de l'asymétrie de CP en fonction du temps pour les modes $B^0/\bar{B}^0 \to \pi^+\pi^-,\ \rho^+\rho^-,\ \rho^\pm\pi^\mp$. Cette asymétrie s'écrit [5] comme $-C\cos\Delta mt + S\sin\Delta mt$. Si le mode considéré était un diagramme en arbre pur, la mesure de α serait obtenue directement par $S = \sin 2\alpha$. En fait, la présence du diagramme pingouin engendre la mesure d'un angle effectif $\alpha_{eff} = \alpha + \Delta\alpha$. Le biais $\Delta\alpha$ peut être extrait par la méthode d'isospin dans le cas des modes $\pi\pi,\ \rho\rho$. Cette méthode consiste à mesurer tous les modes quelque soit le signe des particules finales : par exemple $\rho^+\rho^-$, $\rho^+\rho^0$, $\rho^0\rho^0$ dans le cas du canal $\rho\rho$. La méthode d'isospin permet d'inférer la contribution des diagrammes pingouin, donc de le soustraire, puis de mesurer α sans le biais. Par rapport au mode $\pi\pi$ historiquement utilisé pour la mesure de α, le mode $\rho\rho$ bénéficie d'un rapport d'embranchement de l'ordre de six fois plus élevé, une pollution de diagramme pingouin moindre, et une polarisation proche de 100 %. La difficulté de la mesure de la désintégration en $\rho^+\rho^-$ est la présence de deux π^0 dans l'état final, ce qui dégrade la résolution du vertex, le fait que le ρ est une résonance large, donc le bruit de fond est plus grand, et l'existence de trois états de polarisation, cependant expérimentalement, le mode longitudinal est dominant.

Parmi les modes candidats pour la mesure de α, le mode $\rho\rho$ est le plus contraignant car son rapport d'embranchement et son rapport arbre/pingouin sont les plus importants. Seul le mode $\rho^0\rho^0$ n'a jamais été découvert avant l'activité de post-doc et constitue la partie manquante pour achever l'analyse. Je suis l'un des contributeurs directs de la découverte du canal de la découverte du mode $\rho^0\rho^0$, et ai contribué à en mesurer les paramètres. La méthode appliquée est similaire à celle du canal $K^{*0}\rho^0$, avec une méthode de maximum de vraisemblance. Notre collaboration avec J. Hopkins University et LBL a conduit au développement de deux programmes d'ajustement de maximum de vraisemblance [6]. Une première analyse [7], utilisant 348 millions de paires $B\bar{B}$, a conduit à la publication du rapport d'embranchement de $B(B^0 \to \rho^0\rho^0) = (1,07\pm0,33\pm0,19)\ 10^{-6}$, avec une fraction de polarisation longitudinale de $0,87\pm0,13\pm0,04$, une significance de 3,5 σ pour le signal. Puis, à nouveau en collaboration avec LBL-JHU, deux analyses ont été développées pour la mesure de l'asymétrie de CP en fonction du temps, dont j'avais la responsabilité pour l'analyse Saclay. Les résultats, présentées à la conférence Lepton-Photon [8], utilisant 427

5. introduisant les différences de masses des mésons B

6. dont un à Saclay dont j'avais la responsabilité.

7. Evidence for $B^0 \to \rho^0\rho^0$ decays and implications for the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Angle α, Phys. Rev. Lett. 98, 111801 (2007).

8. BABAR Collaboration (B. Aubert et al.)., *Time-Dependent Analysis of the Decay* $B^0 \to \rho^0\rho^0$, BABAR-CONF-07-012, SLAC-PUB-12734, Aug 2007. 20pp., Presented at 23rd International Symposium on Lepton-Photon Interactions at High Energy (LP07), Daegu, Korea, 13-18 Aug 2007., e-Print : arXiv :0708.1630 [hep-ex], BAD1842

millions de paires $B\bar{B}$, conduisent à un résultat de $B(B^0 \to \rho^0\rho^0) = (0.84 \pm 0.29 \pm 0.17)\ 10^{-6}$, avec une fraction de polarisation longitudinale de $f_L = 0.70 \pm 0.14 \pm 0.05$, une significance de 3.6 σ pour le signal, et la mesure des paramètres de violation de CP : $S_L^{00} = (0.5 \pm 0.9 \pm 0.2)$, $C_L^{00} = 0.4 \pm 0.9 \pm 0.2$. Cette analyse, première pour la mesure des paramètres dépendents du temps de ce canal, permet pour la première fois d'avoir un seul minimum autour de 90° dans le niveau de confiance de l'angle α (sans ce canal, il existe une ambiguïté trigonométrique). Il permet de contraindre $|\alpha - \alpha_{eff}| < 14.5°$ (16.5°) à 68 % (90 %) de degré de confiance).

A.1.1.3 Le DIRC

Le détecteur à rayonnement Cerenkov (DIRC pour Detector of Internally Reflected Cerenkov light) a pour rôle d'identifier les particules dans la gamme 700 $MeV - 4,2\ GeV$. En-dessous, l'information de la perte d'énergie dans la chambre à dérive est utilisée. Le DIRC utilise la lumière Cerenkov [9] émise par les particules qui traversent des barres de quartz. Le cône de lumière est détecté par des photomultiplicateurs sur la coque externe. En connaissant l'impulsion de la particule à l'aide de la chambre à dérive, il est possible d'identifier la particule par sa masse, suivant $m^2c^4 = \frac{1-\beta^2}{\beta^2}p^2$. Ma tâche consistait à être l'interlocuteur privilégié pour le monitorage en ligne de ce détecteur à SLAC, et a améliorer le programme de monitorage en ligne actuel pour répondre aux besoins de la communauté : problèmes des photomultiplicateurs morts par exemple.

A.1.2 Le post-doc dans l'expérience D0

De octobre 2007 à octobre 2008, j'ai fait un post-doc dans l'expérience D0 (auprès du Tevatron près de Chicago), au laboratoire CPPM à Marseille, sous la direction de Arnaud Duperrin, consacré principalement à la simulation du système de déclenchement de niveau 1 du détecteur. Devant la quantité colossale d'information enregistrée par l'expérience, ce détecteur, comme tout détecteur classique en physique des particules, possède un système de déclenchement à plusieurs niveaux permettant de réduire le stockage d'informations. Toute analyse de physique nécessite de connaître l'efficacité du déclenchement. Jusqu'à présent, les efficacités de déclenchement sont prises en compte par le produit des efficacités de déclenchement de chacun des objets présents dans l'état final de l'analyse considérée, ce qui ne permet pas de prendre en compte les corrélations entre objets. Pour remédier à cet inconvénient, un logiciel de simulation du système de déclenchement a été développé par la communauté de D0, mais ce logiciel n'est pas calibré sur les données, ni entre les tours de triggers et les objets reconstruits utilisé par le système de déclenchement. Ainsi, le travail concerne le travail d'intérêt général, sur la calibration du logiciel de simulation du système de déclenchement, principalement le premier niveau calorimétrique mis en place pour le Run IIb à l'été 2006. Ce travail permettra une estimation précise des efficacités de trigger (réduisant ainsi les incertitudes systématiques) et une optimisation des coupures offline en vue d'améliorer la sensibilité au boson de Higgs.

9. La lumière Cerenkov est produite si la vitesse βc de la particule est supérieure à celle de la lumière dans le quartz (c/n).

J'ai mis en accord les informations du calorimètre électromagnétique et hadronique avec les tours de déclenchement de niveau 1, permettant un meilleur accord entre données et MC.

Activité de recherche au LAL

Contexte

Lorsque j'ai été recruté au CNRS comme chargé de recherche en octobre 2008, les contraintes expérimentales favorisaient la région de basse masse du Higgs, privilégiant ainsi le canal de recherche $H \to \gamma\gamma$, grâce notamment à l'excellente résolution du calorimètre électromagnétique. Motivé par ce canal que j'avais déjà étudié au niveau simulation en thèse, j'ai rejoint cette thématique, au sein du groupe ATLAS du laboratoire LAL, dirigé successivement par Daniel Fournier, R. D. Schaffer et David Rousseau. Pour accéder à un signal de Higgs, il est impératif de rejeter une grande fraction des jets simulant des photons. De plus, la masse invariante de paire de photons doit être reconstruite avec une bonne résolution afin de maximiser le potentiel de découverte. Le travail sur les photons s'effectue au sein de différents groupes de travail. La reconstruction et l'identification des photons s'effectue dans le groupe de travail électron/photon, dit egamma. L'extraction des photons directs immergés dans le bruit de fond s'effectue dans le groupe Standard Model Direct Photon (SMDP). La recherche du boson de Higgs dans le canal en paires de photons s'effectue dans l'un des sous-groupes du Higgs : le groupe HSG1. La prédiction des sections efficaces du Higgs s'effectue dans le groupe de sections efficaces (XS). J'ai participé à chacune de ces activités, en contribuant à l'observation du signal de photons directs, de diphotons, et à la préparation des prédictions de sections efficaces du Higgs.

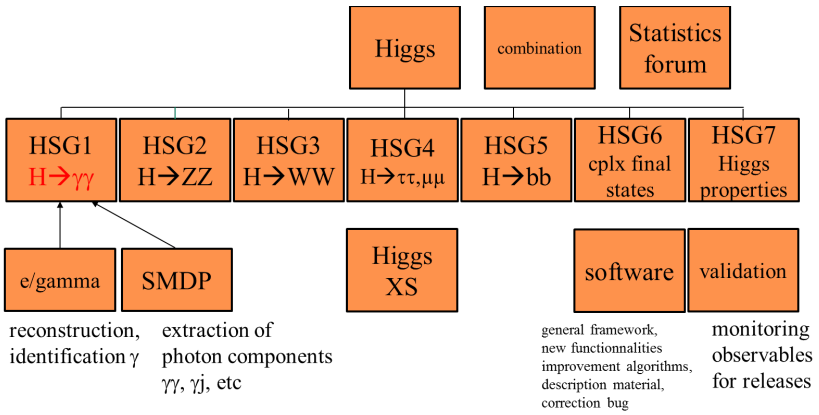


FIGURE A.1 – *Groupes de travail reliés à l'activité sur les photons à la période contemporaine à l'activité.*

A.2 Le stage CR2 dans ATLAS (oct. 2008-2009)

Le stage de titularisation CR2 CNRS s'est effectué de octobre 2008 à octobre 2009, sous la direction de Louis Fayard. Un premier travail a été la reconstruction de la direction des photons, en utilisant différentes techniques et informations : pointage par le calorimètre électromagnétique, méthodes d'extrapolation dites chargée ou neutre, utilisation du premier compartiment du cluster électromagnétique et point de conversion, prise en compte du faisceau décalé, nature des photons (conversions tardives ou non, photons non convertis), montrant des améliorations sensibles par rapport aux études précédentes (note officielle dite CSC de la collaboration ATLAS), et ayant pour conséquence une amélioration de la reconstruction du vertex primaire du Higgs et de la masse invariante de paire de photons. L'ensemble du travail a conduit à une note [10] ATLAS. Dans les périodes de fonctionnement à haute luminosité, les événements du LHC sont caractérisés par un important empilement des événements, rendant difficiles la reconstruction et l'identification des traces provenant des photons du Higgs. Afin de préparer cette phase, mon travail a consisté à développer une méthode de maximum de vraisemblance (likelihood) utilisant des observables basées sur les traces des événements sous-jacents à la collision de protons, afin de pouvoir reconstruire le vertex primaire. Cette activité s'est accompagnée de la direction d'un stage (Estelle Scifo, L3 du magistère de physique fondamentale d'Orsay, juin-juillet 2009 : stage 6 semaines) Les résultats sur la méthode spécifique de likelihood proprement dite ont été similaires au travail précédent pionnier de I. Koletsou, ancienne étudiante de Louis Fayard, mais n'ont pas permis d'améliorer davantage la précision sur le vertex.

Pour pouvoir interpréter les résultats expérimentaux, il est nécessaire de connaître la section efficace de production du signal de Higgs et son rapport d'embranchement. Le progrès des méthodes numériques a permis de pouvoir atteindre des calculs théoriques jusqu'à l'ordre $NNLO$ du développement perturbatif pour le signal (et quelques termes jusqu'au N^3LO). Ma participation à l'effort collectif sur ce sujet a consisté à utiliser les différents outils disponibles par la communauté, dans le cadre du Modèle Standard, aux différents ordres du développement perturbatif, jusqu'au $NNLO$. Cette activité s'est accompagnée de la direction d'un stage (Anne-Claire Bourgaux, en deuxième année de l'école d'ingénieur Supoptique, stage 11 semaines, mai-août 2009). L'ensemble du travail a conduit à une note [11] ATLAS. Un autre stagiaire a été recruté, en programme d'échange franco-chinois : Shaobo Wang (oct.-déc. 2009). En raison des difficultés de l'étudiant, le stage initialement prévu sur ce sujet a été limité à une simple introduction à l'environnement informatique et aux techniques de base de la programmation.

10. M. Escalier, L. Fayard, J.-F. Marchand, *Reconstruction of the z vertex and direction of the photon*, ATL-PHYS-INT-2010-013.

11. N. Andari, K. Assamagan, A. Bourgaux, M. Campanelli, G. Carrillo-Montoya, M. Escalier, M. Flechl, J. Huston, S. Muanza, B. Murray, B. Mellado, A. Nisati, J. Qian, D. Rebuzzi, M. Schram, M. Schumacher, R. Tanaka, T. Vickey, M. Warsinsky, H. Zhang, *Higgs Production Cross Sections and Decay Branching Ratios*, ATL-PHYS-INT-2010-030.

Au titre d'une tâche d'intérêt général dans l'expérience ATLAS, j'ai ajouté des informations dans les lots de données afin de permettre à l'analyseur de localiser les régions affectées par un problème particulier (cartes d'acquisition (FEB) manquantes, hautes tensions non nominales), afin de les corriger, ce qui permet de ne pas utiliser des régions pour lesquelles l'instrumentation ne fonctionne pas dans son régime nominal.

A.3 L'activité en titulaire Chargé de Recherche (CR) dans ATLAS (oct. 2009-)

Après la phase de réparation et d'amélioration de la protection du LHC suite à l'accident du LHC, l'accélérateur a produit des données à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV durant la période de nov.-déc. 2009, permettant d'acquérir environ 380 000 événements de collision de qualité analysable pour le groupe de travail électron/photon (egamma), puis a poursuivi par une courte campagne à 2 TeV en décembre 2009. L'acquisition du run principal à 900 GeV a permis de tester les algorithmes de reconstruction et d'identification des électrons et photons. Outre la participation à l'effort collectif d'analyse des premières données, il m'a été proposé vers mars 2010 d'être co-éditeur avec Sky French, étudiante alors en thèse de deuxième année d'une note de conférence [12] sur la comparaison entre données et prédiction des variables de forme de gerbe et de qualité de traces, permettant de distinguer les électrons et photons de leurs homologues de bruit de fond. Quelques légères inconsistances entre données et Monte-Carlo ont été observées, interprétées par la suite comme une description non optimale de la quantité de matière dans le détecteur, de la description de la géométrie, et de la diaphonie entre cellules du calorimètre. L'interprétation correcte a cependant pris du temps pour arriver à maturité dans l'expérience et s'est prolongée par les autres travaux de la communauté sur les années suivantes.

Une librairie (package PhotonAnalysisUtils) est utilisée par la communauté travaillant sur les photons pour la production des échantillons (ntuples) utilisés par l'analyse. Un travail a été le développement et maintien de ce package : mise en place de nouvelles variables et fonctionnalités, corrections de bugs, etc. Après la phase de démarrage du LHC à 7 TeV, fin mars 2010, il était nécessaire de produire de façon intensive les ntuples, alors manuellement [13]. Un travail en rotation s'est effectué (une personne par mois). Il m'a été demandé de réaliser la première campagne de production officielle des ntuples, durant le mois d'avril 2010 : développement des scripts automatiques, lancement sur la grille, transferts sur le serveur de Lyon pour la communauté française.

12. M. Donega, M. Escalier, S. French, L. Serin, et al. *Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS : expected performance at high energy and results at 900 GeV*, ATL-CONF-2010-005.

H. Abreu, M. Aharrouche, N. Andari, O. Arnaez, L. Carminati, M. Delmastro, F. Dudziak, M. Escalier, Y. Fang, M. Fanti, et al., *Electron and photon reconstruction and identification results from ATLAS at 900 GeV*, ATL-COM-PHYS-2010-172.

13. La procédure automatisée a débuté environ 6 mois après, grâce au travail de Leonardo Carminati.

La géométrie et les algorithmes de reconstruction évoluant continuellement au sein de la communauté ATLAS, il est nécessaire de surveiller l'évolution des simulations Monte-Carlo sur les observables spécifiques à chaque groupe de travail, par exemple nouvelles géométries, versions de génération, simulation, reconstruction, bugs corrigés. Il a fallu procéder à la validation de nouveaux échantillons de simulation de Higgs en paires de photons et d'événements de biais minimum. Mon travail a consisté à développer l'infrastructure permettant de produire de façon automatique les distributions d'observables caractéristiques : masse invariante de paires de photons, variables cinématiques des photons, afin de pouvoir observer les changements apparaissant dans la production d'un nouvel échantillon avec des nouvelles conditions. La mission s'est terminée au bout d'un an, fin juin 2010, ayant débuté vers mai-juin 2009.

Durant le premier semestre 2010, mon activité s'est poursuivie par l'extraction de la pureté de photons, consistant à extraire un signal de simples photons ($\gamma + X$) dans un bruit de fond de photons issus de jets. Dans une première étape, dans le groupe de travail dirigé par Mike Hance et Marcello Fanti, plusieurs méthodes d'extraction du signal ont été proposées, pour une énergie hypothétique (prospectives avant le démarrage) de 10 TeV. Parmi celles-ci, ma proposition a été une méthode de likelihood classique, basée sur un modèle de l'isolation calorimètre électromagnétique, en contribuant à l'effort collectif d'une note [14] de prospectives à 10 TeV, résumant les différentes (environ cinq) méthodes proposées. A l'époque, le LHC, qui avait redémarré (fin mars 2010) à une énergie de 7 TeV, n'avait accumulé qu'une luminosité insuffisante de sorte que les études avec données ont été faites avec celles de 900 GeV. A travers l'encadrement du stage de Pauline Harrau, (L3, magistère de physique d'Orsay, stage 7 semaines, mai-juil. 2010), nous avons travaillé sur une méthode, proposée initialement par M. Kataoka, post-doc au LAPP à l'époque, utilisant les taux de conversions de photons pour extraire la composante signal, en exploitant le fait que le bruit de fond contribue à un taux de conversion supérieur au signal. Cette méthode a été limitée par le désaccord entre données (900 GeV) et Monte-Carlo au niveau des taux de conversion. Dans le cadre du stage de Benjamin Assel (janv.-fév. 2010 : stage 7 semaines), étudiant en M2 à l'école Polytechnique, nous avons appliqué la méthode de likelihood précédente, basée sur un modèle d'isolation calorimétrique, pour les données de 900 GeV. Les résultats semblent indiquer l'existence d'un signal photon dans ces données, mais la statistique très limitée n'a pas permis de conclure avec davantage de certitude. Parmi les différentes méthodes proposées dans une note de prospectives à 10 TeV, une seule (la méthode $ABCD$) a été considérée comme suffisamment mûre pour l'appliquer de manière concrète sur les données à 7 TeV. Le travail a consisté à participer à l'effort collectif d'extraction de la pureté de signal pour les données accumulées en mars et avril 2010, contribuant à une note de conférence [15].

14. H. Abreu, L. Carminati, M. Delmastro, M. Escalier, Y. Fang, M. Fanti, M. Hance, M. Jimenez, M. Kataoka, Z. Liang, J.-F. Marchand, G. Marchiori, F. Polci, R. Turra, G. Unal, H. Wang, B. Williams, S. L. Wu, T. Yamamura, *Calculating The Purity of Direct Photon Candidates in ATLAS : Proposed Methods and Plans for Early Data*, ATL-COM-PHYS-2010-233.

15. ATLAS Collaboration, *Evidence for prompt photon production in p p collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2010-077.

Durant les investigations sur les photons, j'ai observé un phénomène d'oscillation dans le bouchon de la précision de la position du vertex du photon ($z_{calo\ pointing} - z_{ID}$) en fonction de la direction en η du photon, avec une oscillation moindre dans la partie tonneau du détecteur. Cet effet, qui ne sera jamais complétement compris par quiconque de la collaboration, a été investigué ultérieurement par Estelle Scifo.

Une fois le signal de simple photon observé, il était naturel de rechercher un signal diphotons. Ma contribution a été une implémentation technique alternative [16] (à celle historique de Rémi Lafaye et al.) de la méthode $2 \times 2D$ de mesure du bruit de fond, montrant pour la première fois dans ATLAS l'extraction [17] d'un signal diphoton. Le programme a été repris quelques mois après et modifié par une post-doc au groupe LAL, Jana Schaarschmidt.

En parallèle, un groupe de travail s'est naturellement formé, auquel j'ai participé, concernant la recherche du Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, principalement au niveau français, sous la coordination de Marumi Kado, Francesco Polci et Lydia Roos. Des réunions régulières ont abouti peu à peu au développement de l'analyse par un effort collectif, conduisant à une note [18] de prospectives, développée de sept. 2009 à mars 2010, de recherche du Higgs dans ce canal pour une énergie hypothétique de 10 TeV. Des mises à jour ont été proposées par simple repondération des sections efficaces pour des énergies différentes : 7, 8, 9 TeV.

Une participation aux shifts de prises de données du calorimètre électromagnétique, fin novembre 2009, m'a permis d'observer les premières collisions à basse énergie (900 GeV).

16. aboutissant aux mêmes résultats.

17. ATLAS Collaboration, *"First evidence of direct diphoton production in pp collision at sqrt(s) = 7 TeV in ATLAS"*, ATL-COM-PHYS-2010-863, ATL-COM-PHYS-2010-905.

18. H. Abreu, N. Andari, N. Berger, P. Bernat, G. Calderini, L. Carminati, S. De Cecco, M. Escalier, M. Fanti, L. Fayard, et al., *Prospects for the Exclusion of a SM Higgs Decaying into Two Photons*, ATL-COM-PHYS-2010-170.

H. Abreu, N. Andari, X. Anduaga, N. Berger, P. Bernat, G. Calderini, L. Carminati, R. Cantrill, N. Cooper-Smith, R. Daya, S. De Cecco, M. Dova, M. Escalier, Y. Fang, M. Fanti, L. Fayard, M. Hance, A. Höcker, R. Ishmukhametov, D. Joffe, M. Kado, H. Kim, B. Laforge, S. Laplace, J.-F. Marchand, G. Marchiori, L. Mandelli, B. Melado, F. Monticelli, J. Ocariz, V. Perez Reale, F. Polci, A. Read, L. Roos, L. Smestad, J. Tanaka, P. Teixera Dias, H. Torres, N. Trinh, M. Tripiana, G. Unal, S. L. Wu, H. Wang, B. Williams, T. Yamamura, J. Yu, L. Yuan, *Update of the prospects for the exclusion of a SM Higgs decaying to two photons*, ATL-COM-PHYS-2010-495.

Au titre de la diffusion de la connaissance/vulgarisation, la participation a consisté en des présentations, posters, fêtes de la science, visites de découverte du laboratoire :

— nov. 2008, animation du stand LHC et du musée du LAL, atelier de physique amusante, *fête de la science*, LAL
— nov. 2008, animation du salon LHC pour l'exposition *"La ville européenne des sciences"*, grand public, Paris
— fév. 2009, *"L'expérience ATLAS au LHC : la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$"*, 17$^{\text{ème}}$ colloque Bouyssy, Orsay
— mars 2009, Co-organisation de la réunion MasterClass, classe de 1ère S, lycée de Sèvres. Présentations : *"Les particules et leur interactions*", "*Préparation des travaux dirigés"*
travaux dirigés informatique : mesure des rapports d'embranchements du Z, mesure de la constante de couplage α_s à l'énergie du Z.
— juil. 2009, *"Histoire de la physique des particules"*, *Festival d'astronomie de Nancy*, observatoire de Nancay
— oct. 2010, *"La physique des particules au LHC"*, *Fête de la science, association Lacq Odyssée*, Pau

Activité de coordinateur du groupe HSG1 ($H \to \gamma\gamma$, oct. 2010-2011

Du 1^{er} oct. 2010 à fin sept. 2011 (mandat d'une année), ma mission a été de coordonner le sous-groupe HSG1 (de 60 personnes à 100 personnes, 33 réunions) dédié à la désintégration du Higgs en paire de photons, un des sous-groupes du groupe Higgs.

A.3.1 Premières analyses inclusives avec données réelles

Le LHC a commencé à accumuler des données (Fig. A.2) à une énergie de 7 TeV à partir de fin mars 2010. L'intérêt de la communauté HSG1 pour étudier ces données dans le contexte de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ n'a commencé qu'à partir d'août 2010.

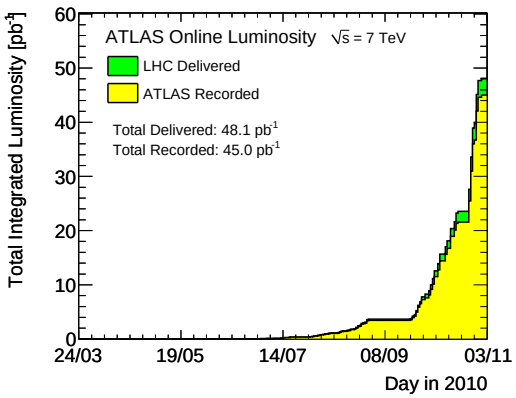


FIGURE A.2 – *Luminosité intégrée par l'expérience ATLAS à une énergie de 7 TeV durant la période de mars à novembre 2010. Source : twiki AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010.*

Dans le groupe de travail HSG1, deux analyses ont été réalisées avec ces données : une première [19], dédiée à la conférence Aspen 2011, utilisant la luminosité de [20] 35 pb^{-1} de la reconstruction de la release 15, aboutissant à une première mesure de la composition du bruit de fond et une estimation de la sensibilité prévue pour une luminosité de 1 fb^{-1} ; une deuxième [21], dédiée à la conférence Moriond 2011, utilisant la reconstruction de la release 16, permettant d'obtenir une luminosité légèrement accrue [22] : 38 pb^{-1} aboutissant à une mise à jour de la composition du bruit de fond et une première mesure de la limite d'exclusion du Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$.

Différentes méthodes ont été utilisées pour extraire les composantes $\gamma\gamma$, γjet, $jet\ jet$ du bruit de fond, donnant des résultats compatibles. La méthode pour les résultats finals utilise une méthode d'extrapolation dite $ABCD$ séquentielle en deux étapes (ultérieurement modifiée en une variante simultanée) utilisant deux variables discriminantes ayant une faible corrélation : l'isolation calorimétrique et la qualité des photons. L'extraction de la composante Drell-Yan est obtenue par l'évaluation du taux de faux photons issus d'électrons, à partir d'un ajustement de maximum de vraisemblance du pic du $Z \to ee$ et du bruit de fond, en considérant les masses invariantes m_{ee} et $m_{e\gamma}$.

Les résultats montrent une exclusion de $O(10)$ à $O(40)$ fois le Modèle Standard, dominée par la statistique faible de 38 pb^{-1}, mais déjà compétitive avec l'exclusion Tevatron [23] contemporaine à cette analyse de Moriond 2011.

19. ATLAS collaboration, *Measurement of the backgrounds to the $H \to \gamma\gamma$ search and reappraisal of its sensitivity with 37 pb-1 of data recorded by the ATLAS detector*; ATLAS-CONF-2011-004.
HSG1 working group et al., *Measurement of the backgrounds to the $H \to \gamma\gamma$ search and reappraisal of its sensitivity with 37 pb-1 of data recorded by the ATLAS detector*, ATL-PHYS-INT-2011-011.

20. La luminosité considérée de $36,6$ pb^{-1} arrondis à 37 pb^{-1} a été réévaluée par une détermination plus précise de la luminosité, obtenue au cours de l'analyse Moriond 2011 postérieure à l'analyse Aspen 2011, aboutissant à une luminosité pour Aspen 2011 de 35 $pb^{-1} = 36,6 \times 0,964$.

21. ATLAS Collaboration, *Search for the Higgs boson in the diphoton final state with* 38 pb^{-1} *of data recorded by the ATLAS detector*; ATLAS-CONF-2011-025.
HSG1 working group, *Search for the Higgs boson in the diphoton final state with* 38 pb^{-1} *of data recorded by the ATLAS detector*; ATL-PHYS-INT-2011-024.

22. $37,6$ pb^{-1} arrondis à 38 pb^{-1}.

23. D0 Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs Boson in gammagamma+X final states at D0 using 8.2 fb-1 data*, D0 Note 6177-CONF.
CDF Collaboration, *Search for a SM Higgs Boson with the Diphoton Final State at CDF*, CDF/PUB/EXOTIC/PUBLIC/10065.

A.3.2 Meilleure limite mondiale dans le canal $H \to \gamma\gamma$: PLHC 2011

Avec la montée en luminosité du LHC, l'analyse a été mise à jour [24] avec 209 pb^{-1} de données, conduisant à une limite jusqu'à $4,6 \times SM$, meilleure limite mondiale à cette époque sur le canal $H \to \gamma\gamma$. Dans le cadre de la conférence PLHC 2011 à Perugia (Italie), il m'a été proposé de présenter les résultats du Higgs [25] 2010-2011 de l'expérience ATLAS.

A.3.3 EPS et publication

Dans le cadre de la conférence EPS 2011 (juil. 2011), une analyse inclusive utilisant une luminosité de $1,08$ fb^{-1} a été réalisée, documentée dans une publication [26]. Une catégorisation des événements est réalisée en fonction de l'état de conversion des photons et de leur région de production, ce qui améliore la limite attendue par un facteur de 6 à 23 % suivant la masse considérée du Higgs. Les différentes catégories diffèrent par la résolution en masse invariante et le rapport signal sur bruit. La centralité des photons contribue à augmenter le rapport signal sur bruit par la sélection de photons de plus grand p_T en raison d'un plus faible écart en $\Delta\eta$ dans la région centrale. L'état de de non conversion améliore la résolution en masse invariante. La région proche de $|\eta| = 0,75$ utilisée pour séparer la région centrale du reste est caractéristique de l'augmentation importante de la quantité de matière liée au TRT et aux différents services du détecteur.

24. HSG1 working group et al., *Search for the Higgs Boson in the Diphoton Channel with the ATLAS detector at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV with* 209 pb^{-1} *of Data Taken in 2011*; ATLAS-CONF-2011-085, ATLAS-COM-CONF-2011-093.
HSG1 working group et al., *supporting document : Search for Higgs boson decays in two photons with early 2011 data*; ATL-COM-PHYS-2011-515.

25. Marc Escalier, *Recent Higgs results from ATLAS*, session plénière, Physics at LHC 2011, ATL-PHYS-SLIDE-2011-295 ; proceeding : ATL-PHYS-PROC-2011-098 .

26. HSG1 working group et al., *paper : Search for the Higgs boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*; Phys. Lett. B705, 452-470, 2011, arXiv :1108.5895, CERN-PH-EP-2011-129.

HSG1 working group et al., *supporting document : Signal studies for* $H \to \gamma\gamma$; ATL-COM-PHYS-2011-781.
HSG1 working group et al., *supporting document : Background studies for* $H \to \gamma\gamma$; ATL-COM-PHYS-2011-782.
HSG1 working group et al., *supporting document : Statistics studies for* $H \to \gamma\gamma$; ATL-COM-PHYS-2011-783.
HSG1 working group et al., *supporting document : Search for the Higgs boson in the Diphoton Decay Channel with* 1.08 fb^{-1} ; ATL-COM-PHYS-2011-786.

Le tableau A.1 présente les analyses réalisées dans le cadre de la recherche du Higgs standard par ATLAS dans le canal $H \to \gamma\gamma$ durant le mandat de octobre 2010 à octobre 2011, tandis que la figure A.3 résume les limites obtenues. L'amélioration de l'évolution de la limite par rapport à une évolution dominée par la statistique en $1/\sqrt{L}$ entre Moriond 2011 et PLHC 2011 est obtenue grâce à l'utilisation du pointage par le calorimètre électromagnétique au lieu du premier compartiment seul, ainsi que l'augmentation du seuil de coupure de l'isolation calorimétrique pour tenir compte de l'augmentation de l'empilement. La détérioration entre PLHC 2011 et EPS 2011 est expliquée par l'utilisation du niveau de confiance CL_s au lieu de PCL pour suivre les recommandations d'ATLAS visant à homogénéiser la présentation des résultats avec l'expérience CMS, ce qui l'emporte par rapport au gain lié à la catégorie de région et conversion.

	luminosité	exp. limit. @120 GeV	commentaire
Aspen fév 2011	37 pb^{-1} (11 %)	-	mesure bruit de fond ; prospectives limites à 1 fb^{-1}
Moriond mar 2011	38 pb^{-1} (3,4 %)	19,9 (CL_{sb})	mesure bruit de fond ; limites
Happy Easter mai 2011	94 pb^{-1} (7 %)	-	spectre en masse invariante
PLHC juin 2011	209 pb^{-1} (4,5 %)	6,4 (CL_s)	mesure bruit de fond ; limites
EPS/publication juil 2011	1,08 fb^{-1} (3,7 %)	3,3 (CL_s)	mesure bruit de fond ; limites : catég. (η, conversion)

Tableau A.1 – *Résumé des analyses avec des données réelles de octobre 2010 à octobre 2011. La limite attendue, relative, est exprimée par rapport à la prédiction du nombre d'événements du Modèle Standard.*

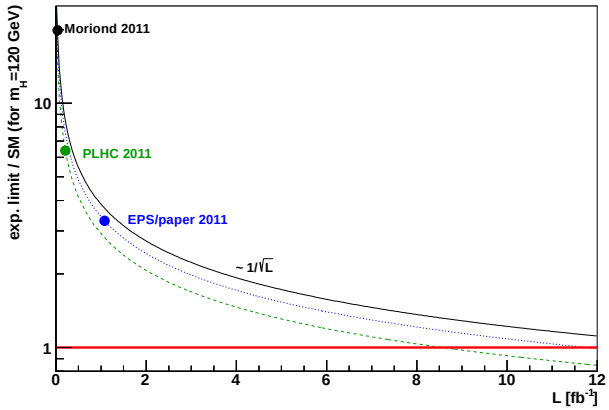


FIGURE A.3 – *Limites d'exclusion attendues du Higgs standard pour une masse $m_H = 120$ GeV, durant le mandat de octobre 2010 à octobre 2011.*

Une analyse de $H \to \gamma\gamma$ dans le scénario fermiophobique [27] (augmentation du rapport d'embranchement de $H \to \gamma\gamma$ jusqu'à $m_H = 120\ GeV$) a été également réalisée sous mon mandat, pendant l'été 2011, et achevée au début novembre 2011. Le résultat est une exclusion observée à 95 % de niveau de confiance de ce scénario dans la gamme $m_H \in [110; 111]U[113.5; 117.5]\ GeV$.

A.3.4 Participation à l'analyse durant le mandat

Durant le mandat, en dehors de la coordination proprement dite, ma participation à l'effort collectif de l'analyse a consisté en quelques points :

- une implémentation technique alternative [28] (à celle historique de Rémi Lafaye et al.) de la méthode $2 \times 2D$ de mesure du bruit de fond, ultérieurement reprise sous une autre forme par une post-doc du groupe ATLAS-LAL : Jana Schaarschmidt ;
- l'évaluation du biais sur l'efficacité d'isolation entre simulation et données, à partir de l'étude de $Z \to ee$;
- le développement du modèle de signal (évaluation du nombre d'événements de signal $H \to \gamma\gamma$ et paramétrisation de la masse invariante) ;
- la prédiction du bruit de fond, par extrapolation de l'étude de référence (note dite CSC), et par mise à jour avec les simulations Monte-Carlo récentes ou les outils théoriques (Diphox par exemple) ;
- l'étude de l'analyse exclusive : $H + n\ jets$ et variantes pour améliorer les performances en termes de recherche du Higgs, étude de $H + MET + 0/1$ lepton, à travers l'encadrement du stage de pré-thèse (M2) de Estelle Scifo (26 avril-1er juillet 2011) ;
- l'étude de variables discriminantes, par exemple l'impulsion transverse du Higgs, à travers l'encadrement du stage de L3 de David Delgove (25 mai-6 juillet 2011), dont la conclusion est que l'impulsion transverse du Higgs serait moins discriminante que ne le laissaient prédire les études historiques.

Avec Junichi Tanaka, nous avons organisé le premier workshop $H \to \gamma\gamma$ (deux jours, 48 participants), en nov. 2011, permettant d'avoir une revue des analyses, techniques et objets d'intérêt pour le groupe de travail, au LAL Orsay, avec pour objectif que ce workshop continue avec une rotation entre laboratoires.

27. ATLAS Collaboration, *Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton channel with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2011-149 .
N. Berger, B. Lenzi, K. Peters, G. Unal, *supporting document : Search for a fermiophobic Higgs boson in the di-photon channel with* 1.08 fb^{-1}, ATL-COM-PHYS-2011-1160.

28. aboutissant aux mêmes résultats.

A.4 Travail après le rôle de coordination, oct. 2011-

Après le travail de coordination, j'ai continué dans cette activité. J'ai continué la modélisation du signal, cette fois-ci en tant que vérificateur, pour contrôler les résultats fournis par Camila Rangel Smith (LPNHE), thésarde de J. Ocariz. Une étudiante en thèse, Estelle Scifo, a rejoint l'équipe en octobre 2011 sur l'activité du Higgs en paire de photons. Une participation au co-encadrement a été faite avec Louis Fayard. Estelle a corrigé par une fonction ad-hoc l'oscillation de la position du vertex précédement observée, l'ensemble des corrections étant résumé dans leur note [29] avec Jean-François Marchand.

J'ai présenté les résultats du laboratoire LAL à la biennale du laboratoire (domaine de Seillac : 22 mai 2012 : *Activité de physique dans le groupe ATLAS-LAL de 2010 à 2012*).

A.4.1 Conseil du CERN (déc 2011-mars 2012 : Moriond) : première exclusion observée de petites régions en masse, déviation à plus de 3 σ

Après des développements de l'analyse résumée dans une note de communication [30] contemporaire à la conférence HCP, l'expérience ATLAS a mis à jour de multiples analyses de canaux individuels, notamment l'analyse $H \to \gamma\gamma$ utilisant $4,9\ fb^{-1}$ (réévalués en $4,83\ fb^{-1}$ à l'analyse suivante) et une combinaison de multiples canaux, dans le cadre de la réunion du conseil du Cern. L'analyse $H \to \gamma\gamma$ utilise cette fois-ci 9 catégories (5 catégories en région/état de conversion, subdivisées pour certaines en une région à faible et haute valeur de la composante transverse de l'impulsion transverse suivant l'axe du thrust du système diphoton. Par des études de significances combinées des sous-catégories, j'ai participé, avec d'autres collègues, à montrer que ce choix donnait effectivement la meilleure significance parmi les catégorisations proposées dans le groupe de travail. L'analyse $H \to \gamma\gamma$ fait apparaître pour la première fois une exclusion observée d'un petit domaine en masse du Higgs de la zone recherchée, dans une région de $[114;115]U[135;136]\ GeV$ et une déviation positive de l'observation par rapport à l'hypothèse bruit de fond de $2,8\ \sigma$ à une masse de $m_H = 126\ GeV$. La combinaison de l'ensemble des canaux d'ATLAS, utilisant notamment le canal $H \to \gamma\gamma$ particulièrement sensible, pour la réunion du conseil du CERN rétrécit le domaine viable pour le Higgs, en excluant la région $[112,7;115,5]U[131;237]U[251;453]\ GeV$ et présentant une déviation pour $m_H = 126\ GeV$ avec une significance de $3,6\ \sigma$, dont les sources principales sont les canaux $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ^* \to llll$, $H \to WW^* \to l\nu l\nu$. J'ai présenté les résultats utilisant les données de l'année 2011 dans un séminaire au LAL en janvier 2012 : "Recent search for the Higgs boson by the ATLAS experiment with 2011 data".

29. J.-F. Marchand, E. Scifo, "Oscillation of calorimeter pointing z position as a function of pseudo-rapidity in the end-cap.".

30. HSG1 working group, *Search for the Higgs Boson Decaying to Two Photons with* $3.43\ fb^{-1}$; ATL-COM-PHYS-2011-1512.

A.4.2 Analyse ICHEP 2012 : découverte d'une particule à 5 σ dans le cadre de la recherche du Higgs

Avec l'augmentation de la luminosité intégrée, une analyse combinant les données de 2011 ($L = 4,83\ fb^{-1}$) et la première campagne de 2012 ($5,9\ fb^{-1}$) a été réalisée dans le cadre de la conférence ICHEP [31]. Le trigger devenant préscalé, le nouveau trigger choisi correspond à deux photons respectivement d'impulsion $p_T > 35\ GeV$ et $p_T > 25\ GeV$, de qualité loose ($g35_loose_g25_loose$). Indépendamment de ce nouveau trigger [32], Estelle a montré que le choix d'une coupure asymétrique en impulsion transverse de 40, 30 GeV améliorait la sensibilité de l'analyse par 1 % par rapport à la coupure historique 40, 25 GeV, ce qui a été retenu pour cette analyse. L'identification des photons pour le lot de données de 2011 utilise un réseau de neurones, ce qui améliore l'efficacité d'identification de 8 % pour une réjection de jets inchangée. Pour le lot de données de 2012, des coupures rectangulaires sont utilisées, avec un point de fonctionnement ayant la même efficacité d'identification que celle du réseau de neurones, mais une réjection moindre de jets de l'ordre de 5 %. La soustraction de l'empilement pour l'isolation utilise cette fois-ci des topo-clusters, ce qui permet une meilleure stabilité de l'isolation avec l'empilement. La sélection du vertex utilise une méthode de maximum de vraisemblance. La coupure sur la catégorisation de haut p_{T_t} est augmentée pour améliorer très légèrement la sensibilité. Une catégorie supplémentaire a été ajoutée : VBF pour sélectionner le processus de même nom de production du Higgs, augmentant la sensibilité de 3 %.

Un co-encadrement avec Estelle d'un stagiaire, Christophe Goudet, a été réalisé dans le cadre de cette analyse de ICHEP. Christophe a dévéloppé des outils pour contrôler de manière automatisée la stabilité des nombres d'événements passant les différentes étapes de la sélection en fonction de la luminosité accumulée. L'évolution du signal en fonction de la masse ou des catégories et de l'année de prise de données a été contrôlée, permettant d'apporter des améliorations. Le choix du seuil de 4 GeV sur l'isolation calorimétrique était toujours optimal pour les données de 2012. Estelle a coordonné la mise en oeuvre dans le groupe HSG1 de la sélection et corrections à appliquer à la simulation, le contrôle de l'implémentation réelle par les analyseurs, suivi technique, fourniture de programmes d'exemple, aide aux utilisateurs, etc. (responsable de l'acceptance challenge), mise à disposition de la luminosité et création des ntuples à utiliser pour le traitement statistique. Après avoir montré que les résultats du bruit de fond Drell-Yan des précédents analyseurs avaient été sur-estimé par 60 % en raison de la méthode précédemment employée, qui sous-estime le bruit de fond non résonant du Drell-Yan, il m'a été permis de fournir les résultats pour ce bruit de fond Drell-Yan avec une nouvelle méthode pour la note de conférence de Ichep. Ceci a contribué à mieux modéliser le bruit de fond, en particulier pour la région de masse invariante faible, donc de mieux estimer l'incertitude du bruit de fond de modélisation (signal dit spurieux). Estelle a fourni au groupe de travail ce bruit de fond dans les différentes catégories. Les résultats de ICHEP présentent une résonance

31. ATLAS Collaboration, *Search for the Higgs Boson Decaying to Two Photons at the ATLAS Experiment*; ATLAS-CONF-2012-091

32. L'amélioration à apporter a été constatée avant que le trigger ne soit préscalé.

à $4,5\ \sigma$ pour $m_H = 126,5\ GeV$, tandis que la combinaison présente [33] une découverte à $5\ \sigma$ d'une particule dans la cadre de la recherche du Higgs standard, les propriétés de cette particule n'étant pas déterminées à la période contemporaine à cette analyse.

La figure A.4 résume l'évolution de la sensibilité en terme de limites pour un Higgs hypothétique à $120\ GeV$ pour les analyses avec données réelles.

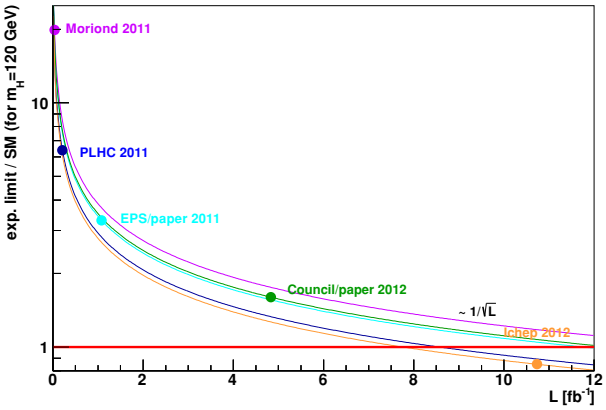


FIGURE A.4 – *Evolution de la sensibilité des analyses avec données réelles, entre octobre 2010 et juillet 2012, pour la recherche d'un Higgs de masse hypothétique* $m_H = 120\ GeV$.

A.4.3 Conseil du CERN de décembre 2012

Dans le cadre de la réunion du conseil de décembre 2012, il était important de consolider les résultats de la découverte d'une nouvelle particule et de commencer à mesurer les couplages. Pour cela, une catégorie avec au moins un lepton permet de sonder le processus VH leptonique tandis qu'une catégorie avec deux jets de faible masse invariante permet de sonder le processus VH hadronique. Avec $4.8\ fb^{-1}$ des données de 2011 et $13.0\ fb^{-1}$ de celles de 2012, la significance observée est de $6,1\ \sigma$ pour une masse $m_H = 126,6 \pm 0.3(stat) \pm 0.7(syst)\ GeV$, pour l'analyse [34] du Conseil 2012, avec un balbutiement sur la mesure du spin.

33. ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*", Phys. Lett. B716 (2012) 1-29, hep-ex/1207.7214

34. HSG1 working group, *Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*; ATLAS-CONF-2012-168.

HSG1 working group, *supporting document : Associated Higgs production in di-photon channel*; ATL-COM-PHYS-2012-1490.
HSG1 working group, *supporting document : Measurement of spin, mass and couplings of the new particle at 126 GeV in the diphoton channel*; ATL-COM-PHYS-2012-1489.

A.4.4 Moriond 2013

L'analyse $H \to \gamma\gamma$ a été mise à jour avec l'ensemble de la statistique de 2012 (et de 2011) dans le cadre de la conférence [35] de Moriond 2013. La force de signal mesurée est alors de $\mu = 1,65 \pm 0,24(stat)^{+0,25}_{-0,18}(syst)$. Les couplages $ggF + ttH$, VBF, VH sont mesurés respectivement avec une incertitude relative de 27 %, 55 %, 85 %. La mesure de spin [36] (à laquelle je n'ai pas participé) exclut l'hypothèse d'un signal de spin 2 à 99 % CL produit par fusion de gluons.

Avec Andrew Hard (Wisconsin), Taiki Yamamura (Tokyo University), nous avons été responsables de l'Acceptance Challenge pour l'analyse de Moriond 2013, afin de définir la sélection/catégories, et assurer le support technique à la communauté. J'ai fait la mesure du bruit de fond Drell-Yan pour l'analyse du Conseil 2012 et Moriond 2013.

35. ATLAS Collaboration, *Mass and couplings measurements of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*; ATLAS-CONF-2013-012.

HSG1 working group, *Supporting document : coupling measurements in diphoton channel, for Moriond 2013*; ATL-COM-PHYS-2013-094
HSG1 working group, *Supporting document : Selection for $H \to \gamma\gamma$ analysis supporting note, for Moriond 2013*; ATL-COM-PHYS-2013-093
HSG1 working group, *Supporting document : Mass measurement in the $H \to \gamma\gamma$ channel*; ATL-COM-PHYS-2013-097
HSG1 working group, *Supporting document : Multivariate analysis for the search of VBF $H \to \gamma\gamma$* ; ATL-COM-PHYS-2013-076

36. ATLAS Collaboration, *Study of the spin of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*; ATLAS-CONF-2013-029

HSG1 working group, *Supporting document : Measurement of the spin of the new particle observed at a mass of 126 GeV in the diphoton decay channel*; ATL-COM-PHYS-2013-107

A.4.5 Publication 2014 : mesure de la masse et des modes de production

Estelle Scifo (étudiante en thèse) s'est intéressée à développer une catégorie di-leptons dans le contexte de prospectives de l'analyse, à prédire précisément le spectre en impulsion transverse du mode dominant (ggH), puis a été la responsable et éditrice de l'analyse finale des modes de production utilisant les données 2011 et 2012, et participant notamment à l'analyse statistique. A partir du programme Hawk, j'ai établi les corrections d'effet supérieur électrofaible à l'impulsion transverse du Higgs à prendre en compte pour l'analyse pour les modes VBF, WH, ZH.

Pour la publication finale de l'analyse $H \to \gamma\gamma$ avec les données 2011 et 2012 (masse et modes de production), avec Fuquan Wang, nous sommes responsables de l'acceptance challenge (de août 2013 à printemps 2014). Je suis en outre responsable de la coordination de la modélisation du signal (signal challenge) par les équipes de HSG1 : prédiction du nombre d'événements et de la résolution, et ai fourni le modèle final du signal.

Avec la communauté, nous avons participé au travail collectif pour aboutir à la publication de 2014 sur la mesure de la masse [37] du Higgs et des modes de production [38] avec le canal $H \to \gamma\gamma$, ce qui aboutit aux mesures pour le canal $H \to \gamma\gamma$ seul :

$$m_H = 125,98 \pm 0,42(stat) \pm 0,28(syst)\ GeV \quad (A.2)$$

$$= 125,98 \pm 0,50\ GeV \quad (A.3)$$

$$\mu = 1,29 \pm 0,30 \quad (A.4)$$

et pour la combinaison des canaux $H \to \gamma\gamma$ et $H \to 4l$:

$$m_H = 125,36 \pm 0,37(stat) \pm 0,18(syst)\ GeV \quad (A.5)$$

37. G. Aad, et al. *Measurement of the Higgs boson mass from the $H \to \gamma\gamma$ and $H \to ZZ^* \to 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data*, arXiv : 1406.3827 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-122

38. G. Aad, *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, arXiv : 1408.7084 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-198

Concernant la mesure des modes de production pour le canal $H \to \gamma\gamma$, les résultats sont :

$$\mu_{ggF} = 1,32 \pm 0,32\ (stat)\ ^{+0,13}_{-0,09}\ (syst)\ ^{+0,19}_{-0,11}\ (th) \quad (A.6)$$
$$1,32 \pm 0,38 \quad (A.7)$$
$$\mu_{VBF} = 0,8 \pm 0,7\ (stat)^{+0,2}_{-0,1}\ (syst)\ ^{+0,2}_{-0,3}\ (th) \quad (A.8)$$
$$0,8 \pm 0,7 \quad (A.9)$$
$$\mu_{WH} = 1,0 \pm 1,5\ (stat)^{+0,3}_{-0,2}\ (syst)\ ^{+0,2}_{-0,1}\ (th) \quad (A.10)$$
$$1,0 \pm 1,6 \quad (A.11)$$
$$\mu_{ZH} = 0,1^{+3,6}_{-0,1}\ (stat)\ ^{+0,7}_{-0,0}\ (syst)\ ^{+0,1}_{-0,0}\ (th) \quad (A.12)$$
$$0,1^{+3,7}_{-0,1} \quad (A.13)$$
$$\mu_{ttH} = 1,6^{+2,6}_{-1,8}\ (stat)\ ^{+0,6}_{-0,4}\ (syst)\ ^{+0,5}_{-0,2}\ (th) \quad (A.14)$$
$$1,6^{+2,7}_{-1,8} \quad (A.15)$$

A.4.6 Travail complémentaire à cette période

Dans le cadre de HSG7 (Higgs : couplage, combinaison, etc), j'ai vérifié les mesures de couplages du Higgs dans les différents scénarios de référence, en accord avec les résultats de la communauté, sans cependant présenter les résultats.

Jusqu'à présent, malgré l'invitation par les coordinateurs successifs du groupe de travail $H \to \gamma\gamma$ à réaliser des comparaisons des mesures de bruit de fond dans ses différentes composantes avec la prédiction de la simulation, aucune n'avait été faite dans un cadre inclusif [39]. Les comparaisons qui étaient réalisées utilisaient la simulation pour la forme de la distribution en masse invariante, mais en utilisant pour normalisation le résultat des méthodes data-driven, qui par construction sont forcément quantitativement en accord cumulatif avec les données. J'ai donc réalisé la prédiction du bruit de fond jusqu'au NNLO, en utilisant les outils diphox ($\gamma\gamma$ au NLO), jetphox (γj au NLO), 2gammaNNLO ($\gamma\gamma$ au NNLO). Concernant le pouvoir de réjection de jets en photons, bruit de fond le plus important, je l'ai réévalué, montrant des variations de réjection entre jets de gluon et quarks, ce qui était déjà connu, mais aussi entre saveurs de quarks.

Un stagiaire de niveau licence L3 : Mathieu Lamoureux, a effectué son stage de magistère de physique fondamentale, université Orsay, du 29 mai au 19 juillet 2013 : 8 semaines. Son stage porte sur l'identification et la calibration des photons. Il a repris l'exploration des variables de forme de gerbe à partir d'échantillons de simulation, et utilisé une méthode multivariée (avec l'outil TMVA) pour montrer une amélioration possible de 5 % par rapport à l'identification utilisée, de l'efficacité de sélection des photons, à

39. C'est-à-dire que la comparaison inclusive n'avait été faite que dans les débuts de l'analyse des données, lorsque la luminosité était trop réduite pour pouvoir observer des déviations par rapport aux grandes erreurs statistiques.

réjection constante. Il a ré-exploré les variables de forme de gerbe pour chercher de nouvelles variables possibles. Il a utilisé la topologie de désintégration radiative du boson Z ($Z \to ee\gamma$) afin de sélectionner une source pure en photons. Il a utilisé cette topologie pour comparer les formes de gerbe de la simulation et les données. Il a en outre utilisé cette même topologie pour mesurer la calibration résiduelle des photons, en accord avec les résultats du groupe de travail dédié.

La recherche du Higgs en paire de photons dans un mode de production $t \to cH$ a été réalisée [40] par Daniel Fournier et Jean-Baptiste de Vivie, dans le contexte de Higgs Hunting 2013. Mon nom apparaît involontairement dans les auteurs d'une note interne (ayant demandé sans succès à être enlevé). Ma contribution est mineure : j'ai fourni le programme de sélection, modifié ensuite par Jean-Baptiste pour implémenter la catégorisation leptonique/hadronique du W issu du top.

Au point de vue de la communication, différents séminaires ont été réalisés : certains davantage scientifiques [41], d'autres davantage de vulgarisation [42]. Il apparaissait naturel, compte tenu de la découverte du boson de Higgs, de retracer le panorama historique [43] ayant permis d'aboutir au Modèle Standard, ce qui a conduit à une présentation aux journées du patrimoine de septembre 2013.

40. ATLAS Collaboration, *Search for flavor changing neutral currents in $t \to qH$ with $H \to \gamma\gamma$, and a limit on the tcH coupling*; ATLAS-CONF-2013-081

HSG1 working group, *Supporting document : Search for flavor changing neutral currents in $t \to qH$ with $H \to \gamma\gamma$, and a limit on the tcH coupling*; ATL-COM-PHYS-2013-499

41. janv. 2013, *"Discovery and first property measurements of a new particle at LHC in the context of the Higgs search"*, Ganil, Caen
mai. 2013, *"Méthodologie de la recherche d'une nouvelle particule : exemple de la quête vers le boson de Higgs au LHC"*, Laboratoire de Chimie-Physique, Orsay

42. mai. 2013, *"Le LHC : la physique à l'aube d'une nouvelle révolution"*, *Lycée Montaigne*, Paris

43. sept. 2013, *"Histoire de l'émergence du Modèle Standard de la physique des particules*, deux parties (total 3h), première partie : *Des précurseurs de l'antiquité au modèle de Bohr de l'atome*, deuxième partie : *Des rayons cosmiques au Modèle Standard de la physique des particules*, *Journées du patrimoine*, LAL

A.4.7 Préparation à la recherche de la double production du Higgs dans le canal $H(bb)H(\gamma\gamma)$

En parallèle, j'ai travaillé à la préparation de la recherche de la production de paires de Higgs (HH dans l'état final), dans le canal $H(\rightarrow \gamma\gamma)H(\rightarrow bb)$, pour la phase de haute luminosité du LHC ($\sqrt{s} = 14\ TeV$ et 3000 fb^{-1}), avec pour objectif ultime d'extraire l'auto-couplage trilinéaire du Higgs (vertex HHH). Ce travail s'est accompagné de la préparation de la première note publique d'ATLAS sur le sujet [44] (co-éditeur de la note HH). J'ai contribué notamment à l'optimisation des coupures : p_T, distances entre objets, comparaisons de points de fonctionnement de la reconstruction, et ai proposé une méthode MVA améliorant de 30 % la significance.

44. ATLAS Collaboration, *Prospects for measuring Higgs pair production in the channel $H(\gamma\gamma)H(b\bar{b})$ using the ATLAS detector at the HL-LHC*, ATL-PHYS-PUB-2014-019, ATL-COM-PHYS-2014-465. Supporting document : , O. Arnaez, S. Bentvelsen, B. Van Eijk, M. Escalier, A. Nisati, R. Polifka, M. Slawinska, N. Styles, W. Yao, W. Van Den Wollenberg, ATL-COM-PHYS-2014-1339

A.5 Vue d'ensemble des analyses jusqu'à la découverte du Higgs, pour le canal $H \to \gamma\gamma$

Les tableaux A.2 et A.3 présentent une vue globale de différentes analyses typiques.

analysis	Moriond 2011	PLHC 2011	EPS 2011
data	2010	2011	2011
$\int Ldt$	$38 fb^{-1}$	209 fb^{-1}	1.08 fb^{-1}
GRL	egamma	egamma	egamma
Categories gain sensitivity	- -	- -	5 $6 - 23$ % $f(m_H)$
details categories	- - - -	- - - -	η, conversion status - - -
	- - - - -	- - - - -	- - - - -
Trigger cut p_T $[GeV]$	2g15_loose 40, 25	2g20_loose 40, 25	2g20_loose 40, 25
Calibration	2010	2011	2011
Quality	cut-based - -	cut-based - -	cut-based - -
Isolation Isolation threshold $[GeV]$	calorimeter-based using cells < 3	calorimeter-based using cells < 5	calorimeter-based using cells < 5
Vertex choice pile-up FWHM (GeV for $m_H = 120$ GeV)	highest $\sum p_T^2$ $< \mu >= 2.2$ 4.4	calo pointing $< \mu >= 5.5$ 4.1	calo pointing $< \mu >= 5.5$ 4.1
background model	exponential -	exponential -	exponential -

Tableau A.2 – *Vue d'ensemble des analyses de recherche du Higgs jusqu'à la découverte du Higgs, dans le canal $H \to \gamma\gamma$. Les critères sont délibéremment écrits en anglais.*

analysis	Conseil 2011/publication 2012	ICHEP 2012	ICHEP 2012
data	2011	2011	2012
$\int Ldt$	4.8 fb^{-1}	4.8 fb^{-1}	5.9 fb^{-1}
GRL	egamma	Gamma-Jet	Gamma-Jet
Categories gain sensitivity	9 $(5 + p_{T_t})$ $5 - 10$ % $f(m_H)$	10 (9+VBF) 3 %	10 3 %
details categories	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 40\ GeV)$	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 60\ GeV)$ VBF	conv. status region $p_{T_t}(\gtrless 60\ GeV)$ VBF
VBF category	- - - - -	$p_T > 25\ GeV$ $\|JVF\| > 0.75$ $\Delta\eta_{jj} > 2.8$, $m_{jj} > 400\ GeV$ $\Delta\phi_{jj;\gamma\gamma} > 2.6$	if $\|\eta\| < 2.5$, $p_T > 25\ GeV$ else $p_T > 30\ GeV$ $\|JVF\| > 0.75$ $\Delta\eta_{jj} > 2.8$, $m_{jj} > 400\ GeV$ $\Delta\phi_{jj;\gamma\gamma} > 2.6$
Trigger cut p_T $[GeV]$	2g20_loose 40, 25	2g20_loose 40, 30 improve sensitivy by 1%	g35_loose_g25_loose 40, 30 prevent trigger to be prescaled
Calibration	calibration 2011	calibration 2011, refined η	calibration 2012
Quality	tight 2011	Neural Network eff. photon : +8 %	tight 2012 more robust w/ pile-up tighter constraint on conversion
Isolation Isolation threshold $[GeV]$	calorimeter-based using cells < 4	calorimeter-based using topo-clusters < 4	calorimeter-based using topo-clusters < 4
Vertex choice pile-up FWHM ($m_H = 120$ GeV)	calo/conversion pointing $< \mu >= 8.7$ 4.1	calo/conversion pointing, likelihood $< \mu >= 8.8$ 3.97	calo pointing, likelihood $< \mu >= 19.2$ 3.83
background model	exponential	inclusive : Bernstein 4 exclusive : f(category)	inclusive : Bernstein 4 exclusive : f(category)

Tableau A.3 – *Vue d'ensemble des analyses de recherche du Higgs jusqu'à la découverte du Higgs, dans le canal $H \to \gamma\gamma$. Les critères sont délibéremment écrits en anglais.*

La publication pour ICHEP est améliorée par une correction de l'erreur du z pour la méthode de maximum de vraisemblance, une meilleure dispersion gaussienne pour la résolution du signal, et une repondération de l'empilement de 2012 pour être davantage compatible avec les données de cette campagne. L'analyse Moriond 2013 utilise l'ensemble des données. La publication de 2014 est la mesure finale, avec l'ensemble des données de 2011 et 2012, de la masse et des couplages.

Perspectives de recherche

La perspective est de continuer l'activité du Higgs dans son canal $H \to \gamma\gamma$. Si une particule a été découverte, augmenter la statistique permettrait de tester précisément le taux de production de la résonance. Si un biais apparaît avec davantage de luminosité intégrée, une possibilité serait l'effet d'une nouvelle physique augmentant le rapport d'embranchement du Higgs en paires de photons par l'intermédiaire de la boucle virtuelle. La mesure des propriétés de la résonance est importante pour déterminer s'il s'agit d'un Higgs standard. La mesure précise de la masse du Higgs permettrait de vérifier la compatibilité entre les différents canaux de désintégration, mais aussi plus généralement, d'établir si le vide est dans un état métastable ou non. La largeur du Higgs dans la région de basse masse ne peut être déterminée directement en raison de la résolution expérimentale, mais peut être déduite par le biais qu'introduit l'interférence entre le signal $gg \to H \to \gamma\gamma$ et le bruit de fond $gg \to \gamma\gamma$, qui dépend de la largeur du Higgs. Grâce à la combinaison des catégories, ayant une efficacité différente pour chacun des modes de production, le couplage du Higgs aux différentes particules, dans le canal $H \to \gamma\gamma$, peut être mesuré. Avec l'augmentation de luminosité intégrée, il est important d'observer de façon directe le canal $H \to \gamma\gamma$ dans ses modes WH, ZH, ttH. La mesure des sections efficaces différentielles avec une grande luminosité permettra de vérifier la compatibilité des mesures expérimentales avec ce que prédit la théorie pour l'hypothèse d'un Higgs standard. En particulier, certaines observables permettent de contraindre les nombres quantiques du Higgs. Les désintégrations rares, notamment le mode très rare $H \to J\Psi(ll)\gamma$ permettraient, en cas d'excès, d'apporter la preuve de l'existence d'une nouvelle physique. En particulier, le spin peut être mesuré en exploitant les propriétés angulaires des photons. L'ensemble de ces activités nécessite de bien comprendre le bruit de fond et de le comparer à la prédiction. A plus long terme, l'établissement de la compréhension complète du mécanisme de Higgs nécessite de mesurer les couplages du Higgs pour toutes ses désintégrations, notamment la paire de photons, mais également mesurer les propriétés du potentiel du Higgs, en particulier établir l'existence de la production de paires de Higgs. Le canal $H(\to bb)H(\to \gamma\gamma)$ est un canal privilégié.

A plus long terme, une participation au collisionneur linéaire serait une possibilité.

A.6 Liste des publications

Les symboles ♠ sont une simple sous-sélection de quelques notes.

A.7 Poste de chargé de recherche CR2, 2008-

A.7.1 e/gamma

1. M. Donega, M. Escalier, S. French, L. Serin, et al. *Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS : expected performance at high energy and results at 900 GeV*, ATL-COM-PHYS-2010-172, ATL-COM-PHYS-2010-080.

2. H. Abreu, M. Aharrouche, N. Andari, O. Arnaez, L. Carminati, M. Delmastro, F. Dudziak, M. Escalier, Y. Fang, M. Fanti, et al., *Electron and photon reconstruction and identification results from ATLAS at 900 GeV*, ATL-COM-PHYS-2010-172.

3. ♠ M. Escalier, L. Fayard, J.-F. Marchand, *Reconstruction of the z vertex and direction of the photon*, ATL-PHYS-INT-2010-013 ; ATL-COM-PHYS-2009-614.

A.7.2 photon directs SMDP

4. H. Abreu, L. Carminati, M. Delmastro, M. Escalier, Y. Fang, M. Fanti, M. Hance, M. Jimenez, M. Kataoka, Z. Liang, J.-F. Marchand, G. Marchiori, F. Polci, R. Turra, G. Unal, H. Wang, B. Williams, S. L. Wu, T. Yamamura, *Calculating The Purity of Direct Photon Candidates in ATLAS : Proposed Methods and Plans for Early Data*, ATL-COM-PHYS-2010-233.

5. ♠ ATLAS Collaboration, *Evidence for prompt photon production in p p collisions at* $\sqrt{s} = 7\ TeV$ *with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2010-077.

6. ATLAS Collaboration, *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross-section in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector using 35 pb-1*, Phys. Lett. B706 (2011) 150-167, arXiv :1108.0253.

7. ATLAS Collaboration, *First measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at* $\sqrt{s} = 7\ TeV$ *with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D83 (2011) 052005, ATL-PHYS-INT-2011-013, ATL-COM-PHYS-2010-802.

8. ♠ ATLAS Collaboration, *First evidence of direct diphoton production in pp collision at sqrt(s) = 7 TeV in ATLAS*, ATL-COM-PHYS-2010-863 and ATL-COM-PHYS-2010-905.

9. ATLAS Collaboration, *Measurement of isolated di-photon cross-section in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D85 (2012) 012003, arXiv :1107.0581.

A.7.3 $H \to \gamma\gamma$

•with Monte-Carlo only

10. H. Abreu, N. Andari, N. Berger, P. Bernat, G. Calderini, L. Carminati, S. De Cecco, M. Escalier, M. Fanti, L. Fayard, et al., *Prospects for the Exclusion of a SM Higgs Decaying into Two Photons*, ATL-COM-PHYS-2010-170, ATL-PHYS-INT-2010-061.
11. H. Abreu, N. Andari, X. Anduaga, N. Berger, P. Bernat, G. Calderini, L. Carminati, R. Cantrill, N. Cooper-Smith, R. Daya, S. De Cecco, M. Dova, M. Escalier, Y. Fang, M. Fanti, L. Fayard, M. Hance, A. Höcker, R. Ishmukhametov, D. Joffe, M. Kado, H. Kim, B. Laforge, S. Laplace, J.-F. Marchand, G. Marchiori, L. Mandelli, B. Melado, F. Monticelli, J. Ocariz, V. Perez Reale, F. Polci, A. Read, L. Roos, L. Smestad, J. Tanaka, P. Teixera Dias, H. Torres, N. Trinh, M. Tripiana, G. Unal, S. L. Wu, H. Wang, B. Williams, T. Yamamura, J. Yu, L. Yuan, *Update of the prospects for the exclusion of a SM Higgs decaying to two photons*, ATL-COM-PHYS-2010-495.
12. ATLAS Collaboration, *ATLAS Sensitivity Prospects for Higgs Boson Production at the LHC Running at 7 TeV*; ATL-PHYS-PUB-2010-009.
13. ATLAS Collaboration, *ATLAS Sensitivity Prospects for 1 Higgs Boson Production at the LHC Running at 7, 8 or 9 TeV*, ATL-PHYS-PUB-2010-015.

•with Data

-Aspen 2011

14. ATLAS Collaboration, *Measurement of the backgrounds to the $H \to \gamma\gamma$ search and reappraisal of its sensitivity with 37 pb-1 of data recorded by the ATLAS detector*; ATLAS-CONF-2011-004.
15. HSG1 working group, *Measurement of the backgrounds to the $H \to \gamma\gamma$ search and reappraisal of its sensitivity with 37 pb-1 of data recorded by the ATLAS detector*, ATL-PHYS-INT-2011-011.

-Moriond 2011

16. ATLAS Collaboration, *Search for the Higgs boson in the diphoton final state with 38 pb^{-1} of data recorded by the ATLAS detector*; ATLAS-CONF-2011-025.
17. ATLAS Collaboration, *Search for the Higgs boson in the diphoton final state with 38 pb-1 of data recorded by the ATLAS detector*; ATL-PHYS-INT-2011-024.

-Easter, 2011

18. ATLAS Collaboration, *Update of the Background Studies in the Search for the Higgs Boson in the Two Photons Channel in pp Collisions at sqrt(s)=7 TeV*;

ATLAS-CONF-2011-071.

-PLHC, 2011

19. ATLAS Collaboration, *Search for the Higgs Boson in the Diphoton Channel with the ATLAS detector at sqrt(s)=7 TeV with 209 pb-1 of Data Taken in 2011*; ATLAS-CONF-2011-085.
20. HSG1 working group, *Search for Higgs boson decays in two photons with early 2011 data*; ATL-COM-PHYS-2011-515.

-EPS, 2011, paper

21. ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*; Phys. Lett. B705, 2011, 452-470, arXiv :1108.5895, CERN-PH-EP-2011-129.
22. HSG1 working group, *supporting document : Signal studies for* $H \to \gamma\gamma$; ATL-COM-PHYS-2011-781.
23. HSG1 working group, *supporting document : Background studies for* $H \to \gamma\gamma$; ATL-COM-PHYS-2011-782.
24. HSG1 working group, *supporting document : Statistics studies for* $H \to \gamma\gamma$; ATL-COM-PHYS-2011-783.
25. HSG1 working group, *supporting document : Search for the Higgs boson in the Diphoton Decay Channel with* 1.08 fb^{-1}; ATL-COM-PHYS-2011-786.

-Fermiophobic $1,08\ fb^{-1}$

26. ATLAS Collaboration, *Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton channel with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2011-149.
27. N. Berger, B. Lenzi, K. Peters, G. Unal, *supporting document : Search for a fermiophobic Higgs boson in the di-photon channel with* 1.08 fb^{-1}, ATL-COM-PHYS-2011-1160.

28. ATLAS Collaboration, $4,9\ fb^{-1}$, *Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton decay channel with the ATLAS detector*, arXiv :1205.0701, HIGG-2012-16.
29. HSG1 working group, $4,9\ fb^{-1}$, *support, Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton decay channel with the ATLAS detector*, ATL-COM-PHYS-2012-076.

-Note interne à l'échéance de la conférence HCP 2011

30. HSG1 working group, *Search for the Higgs Boson Decaying to Two Photons with* 3.43 fb^{-1}; ATL-COM-PHYS-2011-1512.

-Note de conférence pour le Conseil du Cern de Décembre 2011

31. ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with* 4.9 fb^{-1} *of ATLAS data at sqrt(s)=7TeV*, ATLAS-CONF-2011-161.
32. HSG1 working group, *supporting document : Search for the Higgs Boson Decaying to Two Photons with* 4.9 fb^{-1}, ATL-COM-PHYS-2011-1600.

-Publication de l'analyse du Conseil du Cern, Janvier 2011

33. ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with* 4.9 fb^{-1} *of ATLAS data at sqrt(s) =7 TeV*, Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 111803 arXiv :1202.1414 [hep-ex] CERN-PH-EP-2012-013, FERMILAB-PUB-12-372-E.
34. HSG1 working group, *supporting document : Search for the Higgs Boson Decaying to Two Photons with* 4.9 fb^{-1}, ATL-COM-PHYS-2011-1748.

-ICHEP 2012, combinaison des données 2011 : $4,9 fb^{-1}$ et des données 2012 : $3,2\ fb^{-1}$

35. ♠ ATLAS Collaboration, *conference note : Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the gamma-gamma channel with the ATLAS detector* ATLAS-CONF-2012-091 ; ATLAS-COM-CONF-2012-109.
36. HSG1 working group, *supporting document : Search for the Higgs boson in the diphoton decay channel with data collected at 7 and 8 TeV*; ATL-COM-PHYS-2012-503.
37. HSG1 working group, *supporting document : Signal studies in H to gamma gamma search with* 4.9 fb^{-1} *of 7 TeV data*; ATL-COM-PHYS-2015-501.
38. HSG1 working group, *supporting document : Background Studies for the Search of Higgs Boson Decaying to Two Photons with* 4.9 fb^{-1} *of 7 TeV data with the ATLAS Experiment*; ATL-COM-PHYS-2012-515.
39. HSG1 working group, *supporting document : Statistics studies for H to gamma gamma search in the full 2011 dataset*; ATL-COM-PHYS-2012-732.
40. HSG1 working group, *supporting document : Improved analysis of the Search for the Higgs Boson Decaying to Two Photons with* 4.9 fb^{-1} *of 7 TeV data*; ATL-COM-PHYS-2012-502.
41. HSG1 working group, *supporting document : Signal studies in H to gamma gamma search with 8TeV data*; ATL-COM-PHYS-2015-755.

42. HSG1 working group, *supporting document : Background Studies for the Search of Higgs Boson Decaying to Two Photons with 8TeV data*; ATL-COM-PHYS-2012-754.
43. HSG1 working group, *supporting document : Statistics studies for H to gamma gamma search with 2012 dataset and combined results with the full 2011 dataset*; ATL-COM-PHYS-2012-757.
44. HSG1 working group, *Missing Transverse Energy for the H to gg Analysis with the 2012 ICHEP Dataset*; ATL-COM-PHYS-2012-1501

-Conseil 2012, combinaison des données 2011 : $4,9\ fb^{-1}$ et une partie des données 2012 : $13,0\ fb^{-1}$

45. ATLAS Collaboration, *Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*; ATLAS-CONF-2012-168, ATL-COM-CONF-2012-203, ATL-COM-PHYS-2012-1534.
46. HSG1 working group, *Update of the observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the gammagamma channel and measurement of its properties with the ATLAS detector*; ATL-COM-PHYS-2012-1488.
47. HSG1 working group, *Supporting note for associated Higgs production in di-photon channel*; ATL-COM-PHYS-2012-1490.
48. HSG1 working group, *Measurement of spin, mass and couplings of the new particle at 126GeV in the diphoton channel*; ATL-COM-PHYS-2012-1489
49. HSG1 working group, *Measurement of differential cross sections of the Higgs boson in the diphoton decay channel using 8 TeV pp data*; ATL-COM-PHYS-2013-714

-Moriond 2013, première combinaison des données totales de 2011 ($4,9\ fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 7\ TeV$) et 2012 ($20,7\ fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 8\ TeV$)

50. ATLAS Collaboration, *Mass and couplings measurements of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*; ATLAS-CONF-2013-012
51. HSG1 working group, *Supporting note for coupling measurements in diphoton channel, for Moriond 2013*; ATL-COM-PHYS-2013-094
52. HSG1 working group, *Selection for $H \to \gamma\gamma$ analysis supporting note, for Moriond 2013*; ATL-COM-PHYS-2013-093
53. HSG1 working group, *Mass measurement in the $H \to \gamma\gamma$ channel*; ATL-COM-PHYS-2013-097
54. HSG1 working group, *Multivariate analysis for the search of VBF $H \to \gamma\gamma$*; ATL-COM-PHYS-2013-076

Publication 2014, mesure de la masse et des modes de production du Higgs avec les données de 2011 ($4,9\ fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 7\ TeV$) et 2012 ($20,7\ fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 8\ TeV$)

55. ♠ ATLAS Collaboration, *Measurement of the Higgs boson mass from the $H \to \gamma\gamma$ and $H \to ZZ^* \to 4l$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data*; Phys. Rev. D90, issue 052004 (2014), arxiv :1406.3827 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-122, ATLAS-HIGG-2013-12, submitted to Phys. Rev. D.

56. HSG1 working group, *Mass measurement in the $H \to \gamma\gamma$ channel : Supporting documentation for the Mass Paper*

57. ♠ ATLAS Collaboration, *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*; Phys. Rev. D90, 112015, arXiv :1408.7084 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-198

Prospectives pour $H(bb)H(\gamma\gamma)$ avec 3000 fb^{-1} : première prospective, développée en 2014

58. ATLAS Collaboration, *Prospects for measuring Higgs pair production in the channel $H(\gamma\gamma)H(b\bar{b})$ using the ATLAS detector at the HL-LHC*, ATL-PHYS-PUB-2014-019, ATL-COM-PHYS-2014-465

59. note de support associée, O. Arnaez, S. Bentvelsen, B. Van Eijk, M. Escalier, A. Nisati, R. Polifka, M. Slawinska, N. Styles, W. Yao, W. Van Den Wollenberg, ATL-COM-PHYS-2014-1339

A.7.4 Higgs ATLAS

60. ♠ N. Andari, K. Assamagan, A. Bourgaux, M. Campanelli, G. Carrillo-Montoya, M. Escalier, M. Flechl, J. Huston, S. Muanza, B. Murray, B. Mellado, A. Nisati, J. Qian, D. Rebuzzi, M. Schram, M. Schumacher, R. Tanaka, T. Vickey, M. Warsinsky, H. Zhang, *Higgs Production Cross Sections and Decay Branching Ratios*, ATL-PHYS-INT-2010-030.

61. ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs Boson in pp collisions at sqrt(s) =7 TeV with the ATLAS detector*, CERN-PH-EP-2011-076.

62. M. Escalier, *Recent Higgs results from ATLAS*, proceeding Physics at LHC 2011, ATL-PHYS-PROC-2011-098, ATL-COM-PHYS-2011-810.

63. ATLAS Collaboration, *Combined Standard Model Higgs Boson Searches in pp Collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*, CERN-PH-EP-2011-112.

64. ATLAS Collaboration, *Update of the Combination of Higgs Boson Searches in 1.0 to* 2.3 fb^{-1} *of pp Collisions Data Taken at root-s = 7 TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*, ATLAS-CONF-2011-135.
65. ATLAS Collaboration, *Combination of Higgs Boson Searches with up to* 4.9 fb^{-1} *of pp Collision Data Taken at sqrt(s)=7 TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*, ATLAS-CONF-2011-163.
66. ATLAS Collaboration, *Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to* 4.9 fb^{-1} *of pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B710 (2012) 49-66, arXiv :1202.1408 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-019
67. ATLAS Collaboration, *An update to the combined search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC using up to* 4.9 fb^{-1} *of pp collision data at sqrt(s) = 7 TeV*, ATLAS-CONF-2012-019.
68. ATLAS Collaboration, *Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D86 (2012) 032003, arXiv :1207.0319 [hep-ex]
69. ♠ ATLAS Collaboration, *Observation of an Excess of Events in the Search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Physics Letters B, Vol. 716, Issue 1, Pages 1-29, ATLAS-CONF-2012-093.
70. T. Adye et al., *Supporting Document for Higgs papers : Higgs mass measurements and uncertainties in 2012*, ATLAS-COM-PHYS-2012-1774.
71. ♠ ATLAS Collaboration, *Observation of a New Particle in the Search for the Standard Moddel Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC*, Phys. Lett. B716 (2012) 1-29, CERN-PH-EP-2012-218, arXiv :1207.7214 [hep-ex]
72. ATLAS Collaboration, *Coupling properties of the new Higgs-like boson observed with the ATLAS detector at the LHC*, ATLAS-CONF-2012-127

A.7.5 Higgs ATLAS-CMS

73. ATLAS and CMS collaborations, *Combined Standard Model Higgs boson searches with up to* 2.3 fb^{-1} *of pp collisions at sqrts=7 TeV at the LHC*, ATLAS-CONF-2011-157.

A.7.6 Divers

74. Aad, G. and others, ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*", arXiv :hep-ex :0901.0512, 2009.

75. M. Escalier, *"Recent Higgs results from ATLAS"*, proceedings of PLHC 2011, Perugia (Italie), June 2011.

76. M. Escalier, *"Higgs Searches at LHC"*, proceedings of Deep Inelastic Scattering 2005, April 2005.
77. M. Escalier, *"Kaluza-Klein of $W, Z/\gamma$"*, proceedings of Physics at LHC Praha 2003, July 2003.

A.8 1^{er} Post-Doc (Babar, Dapnia, CEA Saclay, 2005-2007)

A.8.1 $K^*\rho$

78. ♠ S. Emery, M. Escalier, L.-M. Mir, W. Park, G. Vasseur et al. (Babar Collaboration), *Measurements of branching fraction, polarization and direct CP-violating asymmetry in $B \to \rho K^*$ and $B \to f_0(980)K^*$ decays*, Phys. Rev. Lett. 97, 201801 (2006), hep-ex/0607057, Babar-PUB-06/050, BAD1495.

-notes internes :

79. S. Emery, M. Escalier, M. Goulette, G. Vasseur, *Measurements of Branching Fractions and Polarizations in $B^+ \to K^{*0}\rho^+$ and $B^0 \to K^{*0}\rho^0$ Decays*, BAD1211.
80. S. Emery, M. Escalier, G. Vasseur, *Measurements of Branching Fractions and Polarizations in $B^+ \to K^{*0}\rho^+$ Decays*, BAD1435.
81. S. Emery, M. Escalier, G. Vasseur, *Measurements of Branching Fractions and Polarizations in $B^0 \to K^{*0}\rho^0/f_0$ Decays*, BAD1470.

A.8.2 $\rho^0\rho^0$

82. ♠ BABAR Collaboration (B. Aubert et al.), *Evidence for $B^0 \to \rho^0\rho^0$ decay and implications for the CKM angle alpha*, SLAC-PUB-12259, BABAR-PUB-06-072, Dec 2006., Phys. Rev. Lett. 98, 111801 (2007), hep-ex/0612021.

-notes conférence :

83. Babar Collaboration, *Evidence for the $B^0 \to \rho^0\rho^0$ Decay and Implications for the CKM Angle α*, hep-ex/0607097.
84. ♠ BABAR Collaboration (B. Aubert et al.)., *Time-Dependent Analysis of the Decay $B^0 \to \rho^0\rho^0$*, BABAR-CONF-07-012, SLAC-PUB-12734, Aug 2007. 20pp., Presented at 23rd International Symposium on Lepton-Photon Interactions at High Energy (LP07), Daegu, Korea, 13-18 Aug 2007., e-Print : arXiv :0708.1630 [hep-ex], BAD1842.

-notes internes :

85. S. Emery, M. Escalier, Y. Gao, A. Gritsan, Y. Kolomensky, L-M. Mir, I. Osipenkov, G. Vasseur, C. Yèche, et al. (Babar Collaboration), *Evidence for $B^0 \to \rho^0\rho^0$ Decay and Implications for the CKM Angle α*, BAD 1648.
86. S. Emery, M. Escalier, L. Estève, Y. Gao, A. Gritsan, Y. Kolomensky, I. Osipenkov, G. Vasseur, C. Yèche, *Time-Dependent Analysis of the Decay $B^0 \to \rho^0\rho^0$*, BAD 1701.

A.9 Thèse (ATLAS, LPNHE Paris, 2002-2005)

A.9.1 Higgs

-notes conférence :

87. M. Escalier, *Higgs searches at LHC*, proceeding of 13th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 05), Madison, Wisconsin, 27 Apr - 1 May 2005., Published in AIP Conf.Proc.792 :623-626,2005. Also in *Madison 2005, Deep inelastic scattering* 623-626.
88. C. Balazs, M. Escalier and B. Laforge, *Higgs boson and diphoton production at the LHC*, Proceeding of Les Houches 2003 : Physics at TeV colliders, page 48 à page 51, hep-ph/0406152.
89. M. Escalier, *Recherche du boson de Higgs standard dans le canal $H \to \gamma\gamma$*, compte-rendu des Journées Jeunes Chercheurs 2003.

-notes internes :

90. ♠ M. Escalier, F. Derue, L. Fayard, M. Kado, B. Laforge, C. Reifen, G. Unal, *Search for a Standard Model Higgs boson in the ATLAS experiment on the H → gamma gamma channel*, ATL-PHYS-INT-2006-002, ATL-COM-PHYS-2005-054.
91. ♠ M. Escalier, F. Derue, L. Fayard, M. Kado, B. Laforge, C. Reifen, G. Unal, *Photon/jet separation with DC1 data*, ATL-PHYS-PUB-2005-018 ; ATL-COM-PHYS-2005-048 ; CERN-ATL-PHYS-PUB-2005-018.
92. C. Reifen, F. Derue, M. Escalier, L. Fayard, M. Kado, B. Laforge, G. Unal, γ/π^0 *separation in the 1st compartment of the ATLAS EM calorimeter with DC2 data*, ATL-PHYS-INT-2005-005 ; ATL-COM-PHYS-2005-053 ; CERN-ATL-COM-PHYS-2005-053.
93. Bettinelli, M et al., *Search for a SM Higgs decaying to two photons with the ATLAS detector*, ATL-COM-PHYS-2007-011, ATL-PHYS-PUB-2007-013.

94. M. Escalier, Thèse, *Recherche expérimentale de la brisure spontanée de symétrie électrofaible dans le canal H→ gamma gamma et d'une solution au problème de hiérarchie dans ATLAS. Participation à la préparation de l'électronique du calorimètre électromagnétique*, CERN-THESIS-2005-023.

A.9.2 Dimensions supplémentaires

-notes conférence :

95. M. Escalier, *Kaluza-Klein excitation of W and Z/γ in ATLAS experiment*, proceeding of Physics at LHC, LHC Praha 2003, Czech. J. Phys. : 54 (2004) pp.A269-A276.
96. C. Balazs, M. Escalier, S. Ferrag, B. Laforge and G. Polesello, *The sensitivity of the LHC for TeV scale dimensions in dijet production*, Proceeding of Les Houches 2003 : Physics at TeV colliders, page 95 à page 98, hep-ph/0402295.

A.9.3 Electronique

97. ♠ Liquid Argon Back End Electronics Collaboration (A. Bazan et al.), *ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics*, ATL-LARG-PUB-2007-008 ; ATL-COM-LARG-2007-003, Journal of Instrumention JINST 2 P06002, 2007.

-notes conférence :

98. M. Dhellot, M. Escalier, B. Laforge, O. Le Dortz, D. Martin, J. M. Parraud, *Spac Master VME64 boards User Guide*, ATL-ELEC-2004-004.
99. M. Dhellot, M. Escalier, B. Laforge, O. Le Dortz, D. Martin, J.M. Parraud, *The Controller Board and SPAC Buses of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter Front End Crates* : http ://lpnhe-atlas.in2p3.fr/Activites/Electronique/documentation/cont/.

A.10 Articles de collaboration, sans contribution directe

A.10.1 ATLAS

[1–348]

A.10.2 D0

[349–377]

A.10.3 Babar

[378–534]

Bibliographie

[1] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *A particle consistent with the Higgs Boson observed with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider*, Science **338**, 1576–1582 (2012), CERN-PH-EP-2012-303.

[2] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Multi-channel search for squarks and gluinos in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C73**, 2362 (2013), arXiv:1212.6149 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-330.

[3] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *A search for prompt lepton-jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B719**, 299–317 (2013), arXiv:1212.5409, CERN-PH-EP-2012-319.

[4] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of Associated Near-side and Away-side Long-range Correlations in $\sqrt{s_{NN}}$=5.02 TeV Proton-lead Collisions with the ATLAS Detector*, Phys.Rev.Lett. **110**, 182302 (2013), arXiv:1212.5198 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-366.

[5] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for charged Higgs bosons through the violation of lepton universality in $t\bar{t}$ events using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS experiment*, JHEP **1303**, 076 (2013), arXiv:1212.3572 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-347.

[6] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a heavy narrow resonance decaying to $e\mu$, $e\tau$, or $\mu\tau$ with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions at the LHC*, Phys.Lett. **B723**, 15–32 (2013), arXiv:1212.1272, CERN-PH-EP-2012-326.

[7] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of Upsilon production in 7 TeV pp collisions at ATLAS*, Phys.Rev. **D87**, 052004 (2013), arXiv:1211.7255 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-295.

[8] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the ttbar production cross section in the tau+jets channel using the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C73**, 2328 (2013), arXiv:1211.7205 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-328.

[9] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the neutral Higgs bosons of the Minimal Supersymmetric Standard Model in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1302**, 095 (2013), arXiv:1211.6956 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-323.

[10] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of angular correlations in Drell-Yan lepton pairs to probe Z/gamma* boson transverse momentum at sqrt(s)=7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B720**, 32–51 (2013), arXiv:1211.6899 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-325.

[11] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for new phenomena in events with three charged leptons at $/sqrts = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D87**, 052002 (2013), arXiv:1211.6312 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-310.

[12] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of ZZ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and limits on anomalous ZZZ and $ZZ\gamma$ couplings with the ATLAS detector*, JHEP **1303**, 128 (2013), arXiv:1211.6096 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-318.

[13] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for resonances decaying into top-quark pairs using fully hadronic decays in pp collisions with ATLAS at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **1301**, 116 (2013), arXiv:1211.2202 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-291.

[14] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of isolated-photon pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1301**, 086 (2013), arXiv:1211.1913 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-300.

[15] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Searches for heavy long-lived sleptons and R-Hadrons with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Phys.Lett. **B720**, 277–308 (2013), arXiv:1211.1597 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-236.

[16] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for supersymmetry in events with photons, bottom quarks, and missing transverse momentum in proton-proton collisions at a centre-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B719**, 261–279 (2013), arXiv:1211.1167 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-308.

[17] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for contact interactions and large extra dimensions in dilepton events from pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D87**, 015010 (2013), arXiv:1211.1150 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-279.

[18] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Extra Dimensions in diphoton events using proton-proton collisions recorded at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector at the LHC*, New J.Phys. **15**, 043007 (2013), arXiv:1210.8389 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-289.

[19] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for long-lived, heavy particles in final states with a muon and multi-track displaced vertex in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B719**, 280–298 (2013), arXiv:1210.7451 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-259.

[20] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *A search for high-mass resonances decaying to $\tau^+\tau^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B719**, 242–260 (2013), arXiv:1210.6604 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-280.

[21] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of Z boson Production in Pb+Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS Detector*, Phys. Rev. Lett. **110**, 022301 (2013), arXiv:1210.6486 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-223.

[22] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Jet energy resolution in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV recorded in 2010 with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C73**, 2306 (2013), arXiv:1210.6210 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-191.

[23] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for pair production of heavy top-like quarks decaying to a high-pT W boson and a b quark in the lepton plus jets final state at $\sqrt{s}$=7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B718**, 1284–1302 (2013), arXiv:1210.5468 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-258.

[24] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for doubly-charged Higgs bosons in like-sign dilepton final states at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72**, 2244 (2012), arXiv:1210.5070 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-265.

[25] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for pair-produced massive coloured scalars in four-jet final states with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Eur. Phys. J. **C73**, 2263 (2013), arXiv:1210.4826 [hep-ex].

[26] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for pair production of massive particles decaying into three quarks with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions at the LHC*, JHEP **1212**, 086 (2012), arXiv:1210.4813 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-281.

[27] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for anomalous production of prompt like-sign lepton pairs at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1212**, 007 (2012), arXiv:1210.4538 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-249.

[28] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a jet and missing transverse momentum with the ATLAS detector*, JHEP **1304**, 075 (2013), arXiv:1210.4491 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-210.

[29] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for R-parity-violating supersymmetry in events with four or more leptons in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions with the ATLAS detector*, JHEP **1212**, 124 (2012), arXiv:1210.4457 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-276.

[30] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of W^+W^- production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous WWZ and $WW\gamma$ couplings*, Phys.Rev. **D87**, 112001 (2013), arXiv:1210.2979 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-242.

[31] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for direct chargino production in anomaly-mediated supersymmetry breaking models based on a disappearing-track signature in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1301**, 131 (2013), arXiv:1210.2852 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-243.

[32] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *ATLAS search for new phenomena in dijet mass and angular distributions using pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **1301**, 029 (2013), arXiv:1210.1718 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-257.

[33] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Supersymmetry in Events with Large Missing Transverse Momentum, Jets, and at Least One Tau Lepton in 7 TeV Proton-Proton Collision Data with the ATLAS Detector*, Eur.Phys.J. **C72**, 2215 (2012), arXiv:1210.1314 [hep-ex].

[34] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the flavour composition of dijet events in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C73**, 2301 (2013), arXiv:1210.0441 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-255.

[35] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for displaced muonic lepton jets from light Higgs boson decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B721**, 32–50 (2013), arXiv:1210.0435 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-241.

[36] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for resonant top plus jet production in $t\bar{t}$ + jets events with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Phys. Rev. **D86**, 091103 (2012), arXiv:1209.6593 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-219.

[37] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a photon and missing transverse momentum in pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. **110**, 011802 (2013), arXiv:1209.4625 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-209.

[38] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *ATLAS search for a heavy gauge boson decaying to a charged lepton and a neutrino in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Eur. Phys. J. **C72**, 2241 (2012), arXiv:1209.4446 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-245.

[39] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a heavy top-quark partner in final states with two leptons with the ATLAS detector at the LHC*, JHEP **1211**, 094 (2012), arXiv:1209.4186 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-199.

[40] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at s**(1/2) = 7-TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1211**, 138 (2012), arXiv:1209.2535 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-190.

[41] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for light top squark pair production in final states with leptons and b^- jets with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions*, Phys. Lett. **B720**, 13–31 (2013), arXiv:1209.2102 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-207.

[42] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for diphoton events with large missing transverse momentum in 7 TeV proton-proton collision data with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B718**, 411–430 (2012), arXiv:1209.0753 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-234.

[43] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurements of the pseudorapidity dependence of the total transverse energy in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS*, JHEP **1211**, 033 (2012), arXiv:1208.6256 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-196.

[44] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Further search for supersymmetry at $\sqrt{s} = 7$ TeV in final states with jets, missing transverse momentum and isolated leptons with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D86**, 092002 (2012), arXiv:1208.4688 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-204.

[45] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for light scalar top quark pair production in final states with two leptons with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions*, Eur. Phys. J. **C72**, 2237 (2012), arXiv:1208.4305 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-211.

[46] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for direct production of charginos and neutralinos in events with three leptons and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B718**, 841–859 (2013), arXiv:1208.3144 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-217.

[47] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for direct slepton and gaugino production in final states with two leptons and missing transverse momentum with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Phys. Lett. **B718**, 879–901 (2013), arXiv:1208.2884 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-216.

[48] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for new phenomena in the WW to $\ell\nu\ell'\nu'$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B718**, 860–878 (2013), arXiv:1208.2880 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-197.

[49] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for direct top squark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions using 4.7 fb^{-1} of ATLAS data*, Phys. Rev. Lett. **109**, 211803 (2012), arXiv:1208.2590 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-200.

[50] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the jet radius and transverse momentum dependence of inclusive jet suppression in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}}$= 2.76 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B719**, 220–241 (2013), arXiv:1208.1967 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-134.

[51] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a supersymmetric partner to the top quark in final states with jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. **109**, 211802 (2012), arXiv:1208.1447 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-201.

[52] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of WZ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72**, 2173 (2012), arXiv:1208.1390 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-179.

[53] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using 4.7 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collision data*, Phys. Rev. **D87**, 012008 (2013), arXiv:1208.0949 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-195.

[54] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Time-dependent angular analysis of the decay $B_s^0 \to J/\psi\phi$ and extraction of $\Delta\Gamma_s$ and the CP-violating weak phase ϕ_s by ATLAS*, JHEP **1212**, 072 (2012), arXiv:1208.0572 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-182.

[55] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Underlying event characteristics and their dependence on jet size of charged-particle jet events in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D86**, 072004 (2012), arXiv:1208.0563 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-148.

[56] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 1–29 (2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-218.

[57] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of charged-particle event shape variables in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton interactions with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D88**, 032004 (2013), arXiv:1207.6915 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-178.

[58] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for magnetic monopoles in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. **109**, 261803 (2012), arXiv:1207.6411 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-177.

[59] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurements of top quark pair relative differential cross-sections with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Eur. Phys. J. **C73**, 2261 (2013), arXiv:1207.5644 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-165.

[60] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for top and bottom squarks from gluino pair production in final states with missing transverse energy and at least three b-jets with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72**, 2174 (2012), arXiv:1207.4686 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-194.

[61] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *A search for $t\bar{t}$ resonances in lepton+jets events with highly boosted top quarks collected in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1209**, 041 (2012), arXiv:1207.2409 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-158.

[62] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the Λ_b lifetime and mass in the ATLAS experiment*, Phys. Rev. **D87**(3), 032002 (2013), arXiv:1207.2284 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-163.

[63] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1207.0319 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-167.

[64] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to a b-quark pair with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1207.0210 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-138.

[65] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs boson in the $H \to WW \to lnujj$ decay channel at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1206.6074 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-162, FERMILAB-PUB-12-320-E.

[66] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Standard Model Higgs boson in the H to tau+ tau- decay mode in sqrt(s) = 7 TeV pp collisions with ATLAS*, (2012), arXiv:1206.5971 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-140, FERMILAB-PUB-12-321-E.

[67] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *ATLAS measurements of the properties of jets for boosted particle searches*, (2012), arXiv:1206.5369 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-149, FERMILAB-PUB-12-322-E.

[68] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the b-hadron production cross section using decays to D*muX final states in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1206.3122 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-121.

[69] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a Standard Model Higgs boson in the mass range 200-600 GeV in the $H \to ZZ \to llqq$ decay channel*, (2012), arXiv:1206.2443 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-125, FERMILAB-PUB-12-322-E.

[70] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of event shapes at large momentum transfer with the ATLAS detector in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, (2012), arXiv:1206.2135 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-119, FERMILAB-PUB-12-325-E.

[71] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Hunt for new phenomena using large jet multiplicities and missing transverse momentum with ATLAS in 4.7 fb^-1 of sqrt(s) = 7 TeV proton-proton collisions*, (2012), arXiv:1206.1760 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-141, FERMILAB-PUB-12-326-E.

[72] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *A search for flavour changing neutral currents in top-quark decays in pp collision data collected with the ATLAS detector at sqrt(s) = 7 TeV*, (2012), arXiv:1206.0257 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-139, FERMILAB-PUB-12-330.

[73] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a Standard Model Higgs boson in the $H \to ZZ \to llnunu$ decay channel using 4.7 fb-1 of sqrt(s) = 7 TeV data with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1205.6744 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-120, FERMILAB-PUB-12-331-E.

[74] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Evidence for the associated production of a W boson and a top quark in ATLAS at sqrt(s) = 7 TeV*, (2012), arXiv:1205.5764 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-117, FERMILAB-PUB-12-332-E.

[75] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *A search for ttbar resonances with the ATLAS detector in 2.05 fb^-1 of proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, (2012), arXiv:1205.5371 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-122.

[76] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the t-channel single top-quark production cross section in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1205.3130 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-082.

[77] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of W gamma and Z gamma production cross sections in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV and limits on anomalous triple gauge couplings with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1205.2531 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-059.

[78] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the W boson polarization in top quark decays with the ATLAS detector*, JHEP **1206**, 088 (2012), arXiv:1205.2484 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-112.

[79] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the top quark pair cross section with ATLAS in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV using final states with an electron or a muon and a hadronically decaying τ lepton*, (2012), arXiv:1205.2067 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-102.

[80] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for tb resonances in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1205.1016 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-087.

[81] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for lepton flavour violation in the emu continuum with the ATLAS detector in sqrt(s) = 7 TeV pp collisions at the LHC*, Eur. Phys. J. **C72**, 2040 (2012), arXiv:1205.0725 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-108.

[82] A. Collaboration et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton decay channel with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1205.0701 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-105.

[83] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for scalar top quark pair production in natural gauge mediated supersymmetry models with the ATLAS detector in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, (2012), arXiv:1204.6736 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-097.

[84] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of τ polarization in $W \to \tau\nu$ decays with the ATLAS detector in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, Eur. Phys. J. C (2012), arXiv:1204.6720 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-075.

[85] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for supersymmetry in events with three leptons and missing transverse momentum in sqrt(s) = 7 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. (2012), arXiv:1204.5638 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-098.

[86] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for TeV-scale gravity signatures in final states with leptons and jets with the ATLAS detector at sqrt(s) = 7 TeV*, (2012), arXiv:1204.4646 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-046.

[87] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for supersymmetry with jets, missing transverse momentum and at least one hadronically decaying tau lepton in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1204.3852 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-076.

[88] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for charged Higgs bosons decaying via $H+ \to taunu$ in top quark pair events using pp collision data at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1206**, 039 (2012), arXiv:1204.2760 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-083.

[89] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for resonant WZ production in the WZ to l nu l' l' channel in sqrt(s) = 7 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D85**, 112012 (2012), arXiv:1204.1648 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-063.

[90] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for pair production of a new quark that decays to a Z boson and a bottom quark with the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. (2012), arXiv:1204.1265 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-073.

[91] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the decay $Bs0 \to mumu$ with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B713**, 387 (2012), arXiv :1204.0735 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-067.

[92] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for events with large missing transverse momentum, jets, and at least two tau leptons in 7 TeV proton-proton collision data with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1203.6580 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-054.

[93] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the WW cross section in sqrt(s) = 7 TeV pp collisions with the ATLAS detector and limits on anomalous gauge couplings*, Phys. Lett. **B712**, 289–308 (2012), arXiv:1203.6232 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-060.

[94] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for supersymmetry in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV in final states with missing transverse momentum and b-jets with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D (2012), arXiv:1203.6193 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-052.

[95] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for gluinos in events with two same-sign leptons, jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, Phys. Rev. Lett. **108**, 241802 (2012), arXiv:1203.5763 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-061.

[96] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the top quark mass with the template method in the $t\bar{t} \to$ lepton + jets channel using ATLAS data*, Eur. Phys. J. C (2012), arXiv:1203.5755 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-003.

[97] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for heavy neutrinos and right-handed W bosons in events with two leptons and jets in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72**, 2056 (2012), arXiv:1203.5420 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-022.

[98] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of $t\bar{t}$ production with a veto on additional central jet activity in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV using the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72**, 2043 (2012), arXiv:1203.5015 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-062.

[99] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Jet mass and substructure of inclusive jets in sqrt(s) = 7 TeV pp collisions with the ATLAS experiment*, JHEP **1205**, 128 (2012), arXiv:1203.4606 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-031.

[100] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV using the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C72**, 2039 (2012), arXiv:1203.4211 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-015.

[101] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of spin correlation in $t\bar{t}$ events from pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV using the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. **108**, 212001 (2012), arXiv:1203.4081 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-074.

[102] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Determination of the strange quark density of the proton from ATLAS measurements of the $W- \to l\nu$ and $Z \to ll$ cross sections*, Phys. Rev. Lett. (2012), arXiv:1203.4051 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-030.

[103] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of inclusive two-particle angular correlations in pp collisions with the ATLAS detector at the LHC*, JHEP **1205**, 157 (2012), arXiv:1203.3549 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-011.

[104] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for second generation scalar leptoquarks in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1203.3172 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-056.

[105] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the production cross section of an isolated photon associated with jets in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D85**, 092014 (2012), arXiv:1203.3161 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-009.

[106] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Forward-backward correlations and charged-particle azimuthal distributions in pp interactions using the ATLAS detector*, JHEP **1207**, 019 (2012), arXiv:1203.3100 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-027.

[107] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in sqrt(s) = 2.76 TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1203.3087 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-035.

[108] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the polarisation of W bosons produced with large transverse momentum in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS experiment*, Eur.Phys.J. **C72**, 2001 (2012), arXiv:1203.2165 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-016.

[109] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a light Higgs boson decaying to long-lived weakly-interacting particles in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. **108**, 251801 (2012), arXiv:1203.1303 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-228.

[110] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Single hadron response measurement and calorimeter jet energy scale uncertainty with the ATLAS detector at the LHC*, (2012), arXiv:1203.1302 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-005.

[111] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for new particles decaying to ZZ using final states with leptons and jets with the ATLAS detector in sqrt(s) = 7 Tev proton-proton collisions*, Phys.Lett. **B712**, 331–350 (2012), arXiv:1203.0718 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-026.

[112] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for FCNC single top-quark production at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B712**, 351–369 (2012), arXiv:1203.0529 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-032.

[113] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the azimuthal ordering of charged hadrons with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1203.0419 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-197.

[114] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for down-type fourth generation quarks with the ATLAS detector in events with one lepton and high transverse momentum hadronically decaying W bosons in sqrt(s) = 7 TeV pp collisions*, (2012), arXiv:1202.6540 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-230.

[115] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for same-sign top-quark production and fourth-generation down-type quarks in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1204**, 069 (2012), arXiv:1202.5520 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-020.

[116] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the cross section for top-quark pair production in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector using final states with two high-pt leptons*, JHEP **1205**, 059 (2012), arXiv:1202.4892 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-223.

[117] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for anomaly-mediated supersymmetry breaking with the ATLAS detector based on a disappearing-track signature in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, Eur.Phys.J. **C72**, 1993 (2012), arXiv:1202.4847 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-210.

[118] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for pair-produced heavy quarks decaying to Wq in the two-lepton channel at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2012), arXiv:1202.3389 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-008.

[119] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for pair production of a heavy quark decaying to a W boson and a b quark in the lepton+jets channel with the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. **108**, 261802 (2012), arXiv:1202.3076 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-007.

[120] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel $H \to ZZ(*) \to 4l$ with 4.8 fb-1 of pp collision data at sqrt(s) = 7 TeV with ATLAS*, Phys.Lett. **B710**, 383–402 (2012), arXiv:1202.1415 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-014.

[121] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for decays of stopped, long-lived particles from 7 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C72**, 1965 (2012), arXiv:1201.5595 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-188.

[122] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for excited leptons in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D85**, 072003 (2012), arXiv:1201.3293 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-224.

[123] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Rapidity gap cross sections measured with the ATLAS detector in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, Eur.Phys.J. **C72**, 1926 (2012), arXiv:1201.2808 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-220.

[124] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the top quark pair production cross-section with ATLAS in the single lepton channel*, Phys.Lett. **B711**, 244–263 (2012), arXiv:1201.1889 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-201.

[125] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Study of jets produced in association with a W boson in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D85**, 092002 (2012), arXiv:1201.1276 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-218.

[126] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for anomalous production of prompt like-sign muon pairs and constraints on physics beyond the Standard Model with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D85**, 032004 (2012), arXiv:1201.1091 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-219.

[127] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, (2011), arXiv:1112.6426 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-191.

[128] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of inclusive jet and dijet production in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV using the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1112.6297 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-192.

[129] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for heavy vector-like quarks coupling to light quarks in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B712**, 22–39 (2012), arXiv:1112.5755 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-193.

[130] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of a new χ_b state in radiative transitions to $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ at ATLAS*, Phys. Rev. Lett. **108**, 152001 (2012), arXiv:1112.5154 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-225.

[131] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for first generation scalar leptoquarks in pp collisions at sqrts=7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B709**, 158–176 (2012), arXiv:1112.4828 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-202.

[132] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of $D^{*+/-}$ meson production in jets from pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D85**, 052005 (2012), arXiv:1112.4432 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-180.

[133] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for contact interactions in dilepton events from pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B712**, 40–58 (2012), arXiv:1112.4462 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-198.

[134] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for scalar bottom pair production with the ATLAS detector in pp Collisions at sqrts = 7 TeV*, Phys.Rev.Lett. **108**, 181802 (2012), arXiv:1112.3832 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-195.

[135] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for production of resonant states in the photon-jet mass distribution using pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV collected by the ATLAS detector*, Phys.Rev.Lett. **108**, 211802 (2012), arXiv:1112.3580 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-203.

[136] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs boson in the $H \to WW(*) \to lvlv$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev.Lett. **108**, 111802 (2012), arXiv:1112.2577 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-190.

[137] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Extra Dimensions using diphoton events in 7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B710**, 538–556 (2012), arXiv:1112.2194 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-189.

[138] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Momentum in 1 fb^-1 of 7 TeV Proton-Proton Collision Data with the ATLAS Detector*, Phys.Lett. **B710**, 519–537 (2012), arXiv:1111.4116 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-160.

[139] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the production cross section for Z/gamma* in association with jets in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D85**, 032009 (2012), arXiv:1111.2690 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-162.

[140] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Kshort and Lambda production in pp interactions at sqrt(s) = 0.9 and 7 TeV measured with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Rev. **D85**, 012001 (2012), arXiv:1111.1297 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-168.

[141] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for strong gravity signatures in same-sign dimuon final states using the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B709**, 322–340 (2012), arXiv:1111.0080 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-164.

[142] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the WZ production cross section and limits on anomalous triple gauge couplings in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B709**, 341–357 (2012), arXiv:1111.5570 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-184.

[143] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *A study of the material in the ATLAS inner detector using secondary hadronic interactions*, JINST **7**, P01013 (2012), arXiv:1110.6191 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-147.

[144] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Searches for supersymmetry with the ATLAS detector using final states with two leptons and missing transverse momentum in sqrts = 7 TeV proton-proton collisions*, Phys.Lett. **B709**, 137–157 (2012), arXiv:1110.6189 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-165.

[145] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the ZZ production cross section and limits on anomalous neutral triple gauge couplings in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1110.5016 [hep-ex], * Temporary entry *.

[146] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, (2011), arXiv:1110.3174 [hep-ex], * Temporary entry *.

[147] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Massive Colored Scalars in Four-Jet Final States in sqrts=7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS Detector*, (2011), arXiv:1110.2693 [hep-ex], * Temporary entry *.

[148] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Search for new phenomena in final states with large jet multiplicities and missing transverse momentum using sqrt(s)=7 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1110.2299 [hep-ex], * Temporary entry *.

[149] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, Eur.Phys.J. **C72**, 1849 (2012), arXiv:1110.1530 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-078.

[150] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the inclusive and dijet cross-sections of b-jets in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C71**, 1846 (2011), arXiv:1109.6833 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-146.

[151] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for supersymmetry in final states with jets, missing transverse momentum and one isolated lepton in sqrts = 7 TeV pp collisions using 1 fb^{-1} of ATLAS data*, Phys.Rev. **D85**, 012006 (2012), arXiv:1109.6606 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-153.

[152] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in sqrt(s) = 7 TeV proton-proton collisions*, (2011), arXiv:1109.6572 [hep-ex], * Temporary entry *.

[153] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel $H \to ZZ(*) \to 4l$ with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1109.5945 [hep-ex], * Temporary entry *.

[154] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the jet fragmentation function and transverse profile in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1109.5816 [hep-ex], * Temporary entry *.

[155] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the inclusive W+- and Z/gamma cross sections in the electron and muon decay channels in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1109.5141 [hep-ex], * Temporary entry *.

[156] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for New Phenomena in ttbar Events With Large Missing Transverse Momentum in Proton-Proton Collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS Detector*, (2011), arXiv:1109.4725 [hep-ex], * Temporary entry *.

[157] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for the Higgs boson in the $H \to WW \to lvjj$ decay channel in pp collisions at sqrts = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev.Lett. **107**, 231801 (2011), arXiv:1109.3615 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-130.

[158] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a Standard Model Higgs boson in the $H \to ZZ \to l^+l^-\nu\nu^-$ decay channel with the ATLAS detector*, Phys.Rev.Lett. **107**, 221802 (2011), arXiv:1109.3357 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-142.

[159] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a heavy neutral particle decaying into an electron and a muon using 1 fb^-1 of ATLAS data*, Eur.Phys.J. **C71**, 1809 (2011), arXiv:1109.3089 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-140.

[160] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for displaced vertices arising from decays of new heavy particles in 7 TeV pp collisions at ATLAS*, (2011), arXiv:1109.2242 [hep-ex], * Temporary entry *.

[161] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the cross-section for b-jets produced in association with a Z boson at sqrt(s)=7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1109.1403 [hep-ex], * Temporary entry *.

[162] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the cross section for the production of a W boson in association with b-jets in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1109.1470 [hep-ex], * Temporary entry *.

[163] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurements of the electron and muon inclusive cross-sections in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1109.0525 [hep-ex], * Temporary entry *.

[164] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for New Physics in the Dijet Mass Distribution using 1 fb^-1 of pp Collision Data at sqrt(s) = 7 TeV collected by the ATLAS Detector*, (2011), arXiv:1108.6311 [hep-ex], * Temporary entry *.

[165] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the Transverse Momentum Distribution of W Bosons in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS Detector*, Phys.Rev. **D85**, 012005 (2012), arXiv:1108.6308 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-134.

[166] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS*, (2011), arXiv:1108.5602 [hep-ex], * Temporary entry *.

[167] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a heavy Standard Model Higgs boson in the channel $H \to ZZ \to llqq$ using the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1108.5064 [hep-ex], * Temporary entry *.

[168] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *A measurement of the ratio of the W and Z cross sections with exactly one associated jet in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with ATLAS*, (2011), arXiv:1108.4908 [hep-ex], * Temporary entry *.

[169] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the centrality dependence of the charged particle pseudorapidity distribution in lead-lead collisions at sqrt(s) = 2.76 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B710**, 363–382 (2012), arXiv:1108.6027 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-118.

[170] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the pseudorapidity and transverse momentum dependence of the elliptic flow of charged particles in lead-lead collisions at sqrt(s) = 2.76 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B707**, 330–348 (2012), arXiv:1108.6018 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-124.

[171] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the W to tau nu Cross Section in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS experiment*, (2011), arXiv:1108.4101 [hep-ex], * Temporary entry *.

[172] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the top quark pair production cross section in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV in dilepton final states with ATLAS*, (2011), arXiv:1108.3699 [hep-ex], * Temporary entry *.

[173] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the Z to tau tau Cross Section with the ATLAS Detector*, (2011), arXiv:1108.2016 [hep-ex], * Temporary entry *.

[174] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, A. A. Abdelalim, A. Abdesselam et al., *Search for dilepton resonances in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1108.1582 [hep-ex], * Temporary entry *.

[175] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a heavy gauge boson decaying to a charged lepton and a neutrino in 1 fb-1 of pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV using the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B705**, 28–46 (2011), arXiv:1108.1316 [hep-ex], * Temporary entry *.

[176] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Inclusive search for same-sign dilepton signatures in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1108.0366 [hep-ex], * Temporary entry *.

[177] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross-section in pp collisions at sqrt(s)= 7 TeV using 35 pb-1 of ATLAS data*, (2011), arXiv:1108.0253 [hep-ex], Long author list - awaiting processing.

[178] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to tau^+tau^- pairs in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1107.5003 [hep-ex], * Temporary entry *.

[179] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Properties of jets measured from tracks in proton-proton collisions at center-of-mass energy sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1107.3311 [hep-ex], * Temporary entry *.

[180] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the transverse momentum distribution of Z/gamma* bosons in proton-proton collisions at sqrt(s)=7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1107.2381 [hep-ex], * Temporary entry *.

[181] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of multi-jet cross sections in proton-proton collisions at a 7 TeV center-of-mass energy*, Eur.Phys.J. **C71**, 1763 (2011), arXiv:1107.2092 [hep-ex], CERN-PH-EP-2011-098.

[182] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of dijet production with a veto on additional central jet activity in pp collisions at sqrt(s)=7 TeV using the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1107.1641 [hep-ex], * Temporary entry *.

[183] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy with 36 pb^-1 of 7 TeV Proton-Proton Collision Data with the ATLAS Detector*, Eur.Phys.J. **C71**, 1744 (2011), arXiv:1107.0561 [hep-ex], * Temporary entry *.

[184] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the isolated di-photon cross-section in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1107.0581 [hep-ex], * Temporary entry *.

[185] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the Upsilon(1S) Production Cross-Section in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV in ATLAS*, (2011), arXiv:1106.5325 [hep-ex].

[186] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for new phenomena with the monojet and missing transverse momentum signature using the ATLAS detector in sqrt(s) = 7 TeV proton-proton collisions*, (2011), arXiv:1106.5327 [hep-ex], * Temporary entry *.

[187] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Heavy Long-Lived Charged Particles with the ATLAS detector in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, Phys.Lett. **B703**, 428–446 (2011), arXiv:1106.4495 [hep-ex], * Temporary entry *.

[188] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Limits on the production of the Standard Model Higgs Boson in pp collisions at sqrt(s) =7 TeV with the ATLAS detector*, (2011), arXiv:1106.2748 [hep-ex], * Temporary entry *.

[189] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of Wgamma and Zgamma production in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV with the ATLAS Detector*, (2011), arXiv:1106.1592 [hep-ex], * Temporary entry *.

[190] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the WW cross section in sqrt(s) = 7 TeV pp collisions with ATLAS*, (2011), arXiv:1104.5225 [hep-ex], * Temporary entry *.

[191] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Contact Interactions in Dimuon Events from pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS Detector*, (2011), arXiv:1104.4398 [hep-ex], Long author list - awaiting processing.

[192] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for pair production of first or second generation leptoquarks in proton-proton collisions at sqrt(s)=7 TeV using the ATLAS detector at the LHC*, (2011), arXiv:1104.4481 [hep-ex], * Temporary entry *.

[193] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the differential cross-sections of inclusive, prompt and non-prompt J/psi production in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, Nucl.Phys. **B850**, 387–444 (2011), arXiv:1104.3038 [hep-ex], Long author list - awaiting processing.

[194] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the Inelastic Proton-Proton Cross-Section at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS Detector*, (2011), arXiv:1104.0326 [hep-ex], * Temporary entry *.

[195] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for an excess of events with an identical flavour lepton pair and significant missing transverse momentum in sqrts = 7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C71**, 1647 (2011), arXiv:1103.6208 [hep-ex], Long author list - awaiting processing.

[196] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for supersymmetric particles in events with lepton pairs and large missing transverse momentum in $\sqrt{s}$ = 7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS experiment*, (2011), arXiv:1103.6214 [hep-ex], * Temporary entry *.

[197] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for high mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS experiment*, Phys.Lett. **B700**, 163–180 (2011), arXiv:1103.6218 [hep-ex], * Temporary entry *.

[198] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for a heavy particle decaying into an electron and a muon with the ATLAS detector in $\sqrt{s}$ = 7 TeV pp collisions at the LHC*, Phys.Rev.Lett. **106**, 251801 (2011), arXiv:1103.5559 [hep-ex].

[199] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for supersymmetry in pp collisions at sqrts = 7TeV in final states with missing transverse momentum and b-jets*, (2011), arXiv:1103.4344 [hep-ex], * Temporary entry *.

[200] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for New Physics in Dijet Mass and Angular Distributions in pp Collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV Measured with the ATLAS Detector*, New J.Phys. **13**, 053044 (2011), arXiv:1103.3864 [hep-ex], * Temporary entry *.

[201] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the Muon Charge Asymmetry from W Bosons Produced in pp Collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B701**, 31–49 (2011), arXiv:1103.2929 [hep-ex].

[202] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for stable hadronising squarks and gluinos with the ATLAS experiment at the LHC*, Phys.Lett. **B701**, 1–19 (2011), arXiv:1103.1984 [hep-ex], * Temporary entry *.

[203] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurements of underlying-event properties using neutral and charged particles in pp collisions at 900 GeV and 7 TeV with the ATLAS detector at the LHC*, Eur.Phys.J. **C71**, 1636 (2011), arXiv:1103.1816 [hep-ex], * Temporary entry *.

[204] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for high-mass states with one lepton plus missing transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B701**, 50–69 (2011), arXiv:1103.1391 [hep-ex].

[205] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in sqrt(s) = 7 TeV proton-proton collisions*, Phys.Lett. **B701**, 186–203 (2011), arXiv:1102.5290 [hep-ex], * Temporary entry *.

[206] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of Dijet Azimuthal Decorrelations in pp Collisions at sqrt(s)=7 TeV*, Phys. Rev. Lett. **106**, 172002 (2011), arXiv:1102.2696 [hep-ex], * Temporary entry *.

[207] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Search for supersymmetry using final states with one lepton, jets, and missing transverse momentum with the ATLAS detector in sqrts = 7 TeV pp*, Phys.Rev.Lett. **106**, 131802 (2011), arXiv:1102.2357 [hep-ex].

[208] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Massive Long-lived Highly Ionising Particles with the ATLAS Detector at the LHC*, Phys.Lett. **B698**, 353–370 (2011), arXiv:1102.0459 [hep-ex].

[209] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Luminosity Determination in pp Collisions at sqrt(s)=7 TeV Using the ATLAS Detector at the LHC*, Eur.Phys.J. **C71**, 1630 (2011), arXiv:1101.2185 [hep-ex].

[210] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Study of Jet Shapes in Inclusive Jet Production in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV using the ATLAS Detector*, Phys.Rev. **D83**, 052003 (2011), arXiv:1101.0070 [hep-ex], Long author list - awaiting processing.

[211] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the production cross section for W-bosons in association with jets in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B698**, 325–345 (2011), arXiv:1012.5382 [hep-ex], CERN-PH-EP-2010-081.

[212] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Measurement of the centrality dependence of J/ψ yields and observation of Z production in lead-lead collisions with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B697**, 294–312 (2011), arXiv:1012.5419 [hep-ex], CERN-PH-EP-2010-090.

[213] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D83**, 052005 (2011), arXiv:1012.4389 [hep-ex], Long author list - awaiting processing.

[214] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC*, New J.Phys. **13**, 053033 (2011), arXiv:1012.5104 [hep-ex].

[215] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy in 7 TeV Proton-Proton Collisions with the ATLAS Detector*, Phys.Rev.Lett. **106**, 121803 (2011), arXiv:1012.4272 [hep-ex], * Temporary entry *.

[216] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV*, Eur.Phys.J. **C71**, 1577 (2011), arXiv:1012.1792 [hep-ex], * Temporary entry *.

[217] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Measurement of underlying event characteristics using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 900GeV$ and 7 TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D **83**, 112001 (2011), arXiv:1012.0791 [hep-ex], * Temporary entry *.

[218] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at sqrt(S(NN))= 2.76 TeV with the ATLAS Detector at the LHC*, Phys.Rev.Lett. **105**, 252303 (2010), arXiv:1011.6182 [hep-ex], * Temporary entry *.

[219] G. Aad et al. (The ATLAS Collaboration), *Studies of the performance of the ATLAS detector using cosmic-ray muons*, Eur.Phys.J. **C71**, 1593 (2011), arXiv:1011.6665 [physics.ins-det], * Temporary entry *.

[220] H. Abreu, M. Aharrouche, M. Aleksa, L. Aperio Bella, J. Archambault et al., *Performance of the electronic readout of the ATLAS liquid argon calorimeters*, JINST **5**, P09003 (2010).

[221] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Measurement of the $W \to lnu$ and $Z/\gamma* \to ll$ production cross sections in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1012**, 060 (2010), arXiv:1010.2130 [hep-ex].

[222] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for Quark Contact Interactions in Dijet Angular Distributions in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV Measured with the ATLAS Detector*, Phys.Lett. **B694**, 327–345 (2011), arXiv:1009.5069 [hep-ex].

[223] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Measurement of inclusive jet and dijet cross sections in proton-proton collisions at 7 TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C71**, 1512 (2011), arXiv:1009.5908 [hep-ex], CERN-PH-EP-2010-034.

[224] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for New Particles in Two-Jet Final States in 7 TeV Proton-Proton Collisions with the ATLAS Detector at the LHC*, Phys.Rev.Lett. **105**, 161801 (2010), arXiv:1008.2461 [hep-ex].

[225] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions*, Eur.Phys.J. **C70**, 1193–1236 (2010), arXiv:1007.5423 [physics.ins-det], CERN-PH-EP-2010-024.

[226] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with Cosmic Rays*, Eur.Phys.J. **C70**, 875–916 (2010), arXiv:1006.4384 [physics.ins-det].

[227] G. Aad et al. (Atlas Collaboration), *Performance of the ATLAS Detector using First Collision Data*, JHEP **1009**, 056 (2010), arXiv:1005.5254 [hep-ex].

[228] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *The ATLAS Simulation Infrastructure*, Eur.Phys.J. **C70**, 823–874 (2010), arXiv:1005.4568 [physics.ins-det].

[229] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration*, Eur.Phys.J. **C70**, 787–821 (2010), arXiv :1004.5293 [physics.ins-det], * Temporary entry *.

[230] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Charged-particle multiplicities in pp interactions at sqrt(s) = 900 GeV measured with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B688**, 21–42 (2010), arXiv:1003.3124 [hep-ex].

[231] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons*, Eur.Phys.J. **C70**, 755–785 (2010), arXiv:1002.4189 [physics.ins-det], * Temporary entry *.

[232] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions*, Eur.Phys.J. **C70**, 723–753 (2010), arXiv:0912.2642 [physics.ins-det].

[233] G. Aad et al. (The ATLAS Collaboration), *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, (2009), arXiv :0901.0512 [hep-ex].

[234] N. Buchanan, L. Chen, D. Gingrich, S. Liu, H. Chen et al., *ATLAS liquid argon calorimeter front end electronics*, JINST **3**, P09003 (2008).

[235] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3**, S08003 (2008).

[236] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of distributions sensitive to the underlying event in inclusive Z-boson production in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1409.3433 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-162.

[237] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for $H \to \gamma\gamma$ produced in association with top quarks and constraints on the Yukawa coupling between the top quark and the Higgs boson using data taken at 7 TeV and 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1409.3122 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-179.

[238] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of long-range pseudorapidity correlations and azimuthal harmonics in $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 5.02 TeV proton-lead collisions with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1409.1792 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-201.

[239] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the top-quark mass in the fully hadronic decay channel from ATLAS data at $\sqrt{s}$ = 7 TeV*, (2014), arXiv:1409.0832 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-208.

[240] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for long-lived neutral particles decaying into lepton jets in proton–proton collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1409.0746 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-209.

[241] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.7084 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-198.

[242] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *A measurement of the ratio of the production cross sections for W and Z bosons in association with jets with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.6510 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-200.

[243] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the total cross section from elastic scattering in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.5778 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-177.

[244] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for the lepton flavor violating decay $Z \to e\mu$ in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.5774 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-195.

[245] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.5191 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-170.

[246] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the production and lepton charge asymmetry of W bosons in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 2.76 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.4674 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-156.

[247] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of flow harmonics with multi-particle cumulants in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.4342 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-171.

[248] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Fiducial and differential cross sections of Higgs boson production measured in the four-lepton decay channel in pp collisions at $\sqrt{s}$=8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1408.3226 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-186.

[249] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Performance of the ATLAS muon trigger in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV*, (2014), arXiv :1408.3179 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-154.

[250] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for $W' \to tb \to qqbb$ Decays in pp Collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS Detector*, (2014), arXiv:1408.0886 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-152.

[251] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for new resonances in $W\gamma$ and $Z\gamma$ Final States in pp Collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS Detector*, (2014), arXiv:1407.8150 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-159.

[252] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for new particles in events with one lepton and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.7494 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-093.

[253] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for Scalar Diphoton Resonances in the Mass Range 65 − 600 GeV with the ATLAS Detector in pp Collision Data at $\sqrt{s}$ = 8 TeV*, (2014), arXiv:1407.6583 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-142.

[254] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurements of jet vetoes and azimuthal decorrelations in dijet events produced in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV using the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.5756 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-132.

[255] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the production cross-section of $\psi(2S) \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)\pi^+\pi^-$ in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV at ATLAS*, (2014), arXiv:1407.5532 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-095.

[256] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, (2014), arXiv:1407.5063 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-153.

[257] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurements of spin correlation in top-antitop quark events from proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV using the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.4314 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-116.

[258] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurements of fiducial and differential cross sections for Higgs boson production in the diphoton decay channel at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with ATLAS*, (2014), arXiv:1407.4222 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-148.

[259] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton-proton collision data*, (2014), arXiv:1407.3935 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-151.

[260] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of differential production cross-sections for a Z boson in association with b-jets in 7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.3643 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-118.

[261] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for contact interactions and large extra dimensions in the dilepton channel using proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.2410 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-135.

[262] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Flavour tagged time dependent angular analysis of the $B_s \to J/\psi\phi$ decay and extraction of $\Delta\Gamma$ and the weak phase ϕ_s in ATLAS*, (2014), arXiv:1407.1796 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-43.

[263] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for new phenomena in the dijet mass distribution using pp collision data at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.1376 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-147.

[264] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Observation of an Excited $B_c^{\pm}$ Meson State with the ATLAS Detector*, (2014), arXiv :1407.1032 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-137.

[265] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section as a function of jet multiplicity and jet transverse momentum in 7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.0891 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-114.

[266] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the cross-section of high transverse momentum vector bosons reconstructed as single jets and studies of jet substructure in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.0800 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-123.

[267] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for pair-produced third-generation squarks decaying via charm quarks or in compressed supersymmetric scenarios in pp collisions at $\sqrt{s}$=8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.0608 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-141.

[268] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for supersymmetry in events with large missing transverse momentum, jets, and at least one tau lepton in 20 fb^{-1} of $\sqrt{s}$=8 TeV proton-proton collision data with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.0603 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-144.

[269] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for strong production of supersymmetric particles in final states with missing transverse momentum and at least three b-jets at $\sqrt{s}$ = 8 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.0600 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-110.

[270] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for top squark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s}$ = 8 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.0583 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-143.

[271] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Simultaneous measurements of the $t\bar{t}$, W^+W^-, and $Z/\gamma^* \to \tau\tau$ production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.0573 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-119.

[272] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurements of normalized differential cross-sections for $t\bar{t}$ production in pp collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV using the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.0371 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-099.

[273] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for the direct production of charginos, neutralinos and staus in final states with at least two hadronically decaying taus and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1407.0350 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-111.

[274] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Comprehensive measurements of t-channel single top-quark production cross sections at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1406.7844 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-133.

[275] G. Aad et al. (ATLAS collaboration Collaboration), *A neural network clustering algorithm for the ATLAS silicon pixel detector*, (2014), arXiv :1406.7690 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-120.

[276] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for the Standard Model Higgs boson decay to $\mu^+\mu^-$ with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1406.7663 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-131.

[277] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section using $e\mu$ events with b-tagged jets in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1406.5375 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-124.

[278] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search For Higgs Boson Pair Production in the gamma gamma b bbar Final State using pp Collision Data at sqrt(s)=8 TeV from the ATLAS Detector*, (2014), arXiv:1406.5053 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-113.

[279] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for WZ resonances in the fully leptonic channel using pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1406.4456 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-094.

[280] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the Higgs boson mass from the $H \to \gamma\gamma$ and $H \to ZZ^* \to 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data*, (2014), arXiv:1406.3827 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-122.

[281] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the Z/γ^* boson transverse momentum distribution in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1406.3660 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-075.

[282] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of inclusive jet charged-particle fragmentation functions in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1406.2979 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-101.

[283] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for direct pair production of the top squark in all-hadronic final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **09**, 015 (2014), arXiv:1406.1122 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-112.

[284] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the underlying event in jet events from 7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C74**, 2965 (2014), arXiv:1406.0392 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-077.

[285] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1406.0076 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-222.

[286] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using $\sqrt{s}$ = 8 TeV proton–proton collision data*, (2014), arXiv:1405.7875 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-093.

[287] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration Collaboration), *Measurements of branching fractions, polarizations, and direct CP-violation asymmetries in $B \to \rho K^*$ and $B \to f_0(980)K^*$ decays*, (2006).

[288] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Light-quark and gluon jet discrimination in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1405.6583 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-058.

[289] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Evidence for Electroweak Production of $W^{\pm}W^{\pm}jj$ in pp Collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS Detector*, (2014), arXiv:1405.6241 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-079.

[290] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for supersymmetry in events with four or more leptons in $\sqrt{s}$ = 8 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1405.5086 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-074.

[291] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for microscopic black holes and string balls in final states with leptons and jets with the ATLAS detector at sqrt(s) = 8 TeV*, JHEP **1408**, 103 (2014), arXiv:1405.4254 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-072.

[292] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at sqrt(s) = 8 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1405.4123 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-053.

[293] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the centrality and pseudorapidity dependence of the integrated elliptic flow in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV with the ATLAS detector*, (2014), arXiv:1405.3936 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-065.

[294] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Monitoring and data quality assessment of the ATLAS liquid argon calorimeter*, JINST **9**, P07024 (2014), arXiv:1405.3768 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-045.

[295] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Operation and performance of the ATLAS semiconductor tracker*, (2014), arXiv:1404.7473 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-049.

[296] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the cross section of high transverse momentum $Z \to b\bar{b}$ production in proton–proton collisions at $\sqrt{s}$=8 TeV with the ATLAS Detector*, (2014), arXiv:1404.7042 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-064.

[297] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of χ_{c1} and χ_{c2} production with $\sqrt{s}$ = 7 TeV pp collisions at ATLAS*, JHEP **1407**, 154 (2014), arXiv:1404.7035 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-202.

[298] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV in 2010*, (2014), arXiv:1404.4562 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-154.

[299] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for supersymmetry at $\sqrt{s}$=8 TeV in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector*, JHEP **1406**, 035 (2014), arXiv:1404.2500 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-044.

[300] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data*, Eur.Phys.J. **C74**, 2941 (2014), arXiv:1404.2240 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-040.

[301] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the low-mass Drell-Yan differential cross section at $\sqrt{s}$ = 7 TeV using the ATLAS detector*, JHEP **1406**, 112 (2014), arXiv:1404.1212 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-020.

[302] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the parity-violating asymmetry parameter α_b and the helicity amplitudes for the decay $\Lambda_b \to J/\psi + \Lambda$ with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D89**, 092009 (2014), arXiv:1404.1071 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-034.

[303] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for dark matter in events with a Z boson and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s}$=8 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D90**, 012004 (2014), arXiv:1404.0051 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-231.

[304] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for top quark decays $t \to qH$ with $H \to \gamma\gamma$ using the ATLAS detector*, JHEP **1406**, 008 (2014), arXiv:1403.6293 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-036.

[305] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of Four-Lepton Production at the Z Resonance in pp Collisions at $\sqrt{s}$ = 7 and 8 TeV with ATLAS*, Phys.Rev.Lett. **112**, 231806 (2014), arXiv:1403.5657 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-047.

[306] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for direct production of charginos, neutralinos and sleptons in final states with two leptons and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1405**, 071 (2014), arXiv:1403.5294 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-037.

[307] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for direct top squark pair production in events with a Z boson, b-jets and missing transverse momentum in sqrt(s)=8 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C74**, 2883 (2014), arXiv:1403.5222 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-035.

[308] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for direct top-squark pair production in final states with two leptons in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1406**, 124 (2014), arXiv:1403.4853 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-014.

[309] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of event-plane correlations in $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **C90**, 024905 (2014), arXiv:1403.0489 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-021.

[310] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for direct production of charginos and neutralinos in events with three leptons and missing transverse momentum in $\sqrt{s}$ = 8TeV pp collisions with the ATLAS detector*, JHEP **1404**, 169 (2014), arXiv:1402.7029 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-019.

[311] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the production of a W boson in association with a charm quark in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1405**, 068 (2014), arXiv:1402.6263 [hep-ex], CERN-PH-EP-2014-007.

[312] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for charginos nearly mass degenerate with the lightest neutralino based on a disappearing-track signature in pp collisions at $\sqrt{(}s)$=8 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D88**(11), 112006 (2013), arXiv:1310.3675 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-155.

[313] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for dark matter in events with a hadronically decaying W or Z boson and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 8 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev.Lett. **112**(4), 041802 (2014), arXiv:1309.4017 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-158.

[314] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for new phenomena in photon+jet events collected in proton–proton collisions at sqrt(s) = 8 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B728**, 562–578 (2014), arXiv:1309.3230 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-126, CERN-PH-2013-126.

[315] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for microscopic black holes in a like-sign dimuon final state using large track multiplicity with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D88**(7), 072001 (2013), arXiv:1308.4075 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-120.

[316] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for direct third-generation squark pair production in final states with missing transverse momentum and two b-jets in $\sqrt{s}$ = 8 TeV pp collisions with the ATLAS detector*, JHEP **1310**, 189 (2013), arXiv:1308.2631 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-119.

[317] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for new phenomena in final states with large jet multiplicities and missing transverse momentum at sqrt(s)=8 TeV proton-proton collisions using the ATLAS experiment*, JHEP **1310**, 130 (2013), arXiv:1308.1841 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-110.

[318] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for excited electrons and muons in $\sqrt{s}$=8 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, New J.Phys. **15**, 093011 (2013), arXiv:1308.1364 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-131.

[319] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Dynamics of isolated-photon plus jet production in pp collisions at $\sqrt{(}s) = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Nucl.Phys. **B875**, 483–535 (2013), arXiv:1307.6795 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-092.

[320] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of Top Quark Polarization in Top-Antitop Events from Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV Using the ATLAS Detector*, Phys.Rev.Lett. **111**(23), 232002 (2013), arXiv:1307.6511 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-101.

[321] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of jet shapes in top-quark pair events at $\sqrt{s}$ = 7 TeV using the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C73**, 2676 (2013), arXiv:1307.5749 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-067.

[322] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the top quark charge in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1311**, 031 (2013), arXiv:1307.4568 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-056.

[323] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data*, Phys.Lett. **B726**, 120–144 (2013), arXiv:1307.1432 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-102.

[324] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B726**, 88–119 (2013), arXiv:1307.1427 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-103.

[325] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the differential cross-section of B^+ meson production in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV at ATLAS*, JHEP **1310**, 042 (2013), arXiv:1307.0126 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-089.

[326] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the Azimuthal Angle Dependence of Inclusive Jet Yields in Pb+Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev.Lett. **111**(15), 152301 (2013), arXiv:1306.6469 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-081.

[327] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Performance of jet substructure techniques for large-R jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV using the ATLAS detector*, JHEP **1309**, 076 (2013), arXiv:1306.4945 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-069.

[328] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the high-mass Drell–Yan differential cross-section in pp collisions at sqrt(s)=7 TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B725**, 223–242 (2013), arXiv:1305.4192 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-064.

[329] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the distributions of event-by-event flow harmonics in lead-lead collisions at = 2.76 TeV with the ATLAS detector at the LHC*, JHEP **1311**, 183 (2013), arXiv:1305.2942 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-04, CERN-PH-EP-2013-04.

[330] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Search for $t\bar{t}$ resonances in the lepton plus jets final state with ATLAS using 4.7 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV*, Phys.Rev. **D88**(1), 012004 (2013), arXiv:1305.2756 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-032.

[331] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Triggers for displaced decays of long-lived neutral particles in the ATLAS detector*, JINST **8**, P07015 (2013), arXiv:1305.2284 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-047.

[332] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for resonant diboson production in the WW/WZ to lnujj decay channels with the ATLAS detector at $\sqrt{s}$=7 TeV*, Phys.Rev. **D87**(11), 112006 (2013), arXiv:1305.0125 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-296.

[333] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the production cross section of jets in association with a Z boson in pp collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1307**, 032 (2013), arXiv:1304.7098 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-023.

[334] G. Aad et al. (ATLAS collaboration Collaboration), *A study of heavy flavor quarks produced in association with top quark pairs at sqrt(s)=7 TeV using the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D89**, 072012 (2014), arXiv:1304.6386 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-030.

[335] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for nonpointing photons in the diphoton and E_T^{miss} final state in $\sqrt{s}$=7 TeV proton-proton collisions using the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D88**(1), 012001 (2013), arXiv:1304.6310 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-049.

[336] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Measurement of the inclusive jet cross section in pp collisions at sqrt(s)=2.76 TeV and comparison to the inclusive jet cross section at sqrt(s)=7 TeV using the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C73**, 2509 (2013), arXiv:1304.4739 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-036.

[337] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement with the ATLAS detector of multi-particle azimuthal correlations in p+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.02 TeV*, Phys.Lett. **B725**, 60–78 (2013), arXiv:1303.2084 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-029.

[338] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for third generation scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1306**, 033 (2013), arXiv:1303.0526 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-317.

[339] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Characterisation and mitigation of beam-induced backgrounds observed in the ATLAS detector during the 2011 proton-proton run*, JINST **8**, P07004 (2013), arXiv:1303.0223 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-313.

[340] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for WH production with a light Higgs boson decaying to prompt electron-jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV with the ATLAS detector*, New J.Phys. **15**, 043009 (2013), arXiv:1302.4403 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-365.

[341] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), *Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV using the ATLAS detector at the LHC*, Eur.Phys.J. **C73**, 2518 (2013), arXiv:1302.4393 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-026.

[342] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for a light charged Higgs boson in the decay channel $H^+ \to c\bar{s}$ in $t\bar{t}$ events using pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C73**, 2465 (2013), arXiv:1302.3694 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-338.

[343] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of the cross-section for W boson production in association with b-jets in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1306**, 084 (2013), arXiv:1302.2929 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-357.

[344] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of kT splitting scales in W to lnu events at sqrt(s)=7 TeV with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C73**, 2432 (2013), arXiv:1302.1415 [hep-ex], CERN-PH-EP-2013-003.

[345] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurements of Wgamma and Zgamma production in pp collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Rev. **D87**(11), 112003 (2013), arXiv:1302.1283 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-345.

[346] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Measurement of hard double-parton interactions in $W(\to l\nu)$+ 2 jet events at $\sqrt{s}$=7 TeV with the ATLAS detector*, New J.Phys. **15**, 033038 (2013), arXiv:1301.6872 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-355.

[347] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for long-lived, multi-charged particles in pp collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV using the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B722**, 305–323 (2013), arXiv:1301.5272 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-360.

[348] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration Collaboration), *Search for single b^*-quark production with the ATLAS detector at $\sqrt{s}$ = 7 TeV*, Phys.Lett. **B721**, 171–189 (2013), arXiv:1301.1583 [hep-ex], CERN-PH-EP-2012-344.

[349] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Direct measurement of the W boson width*, Phys.Rev.Lett. **103**, 231802 (2009), arXiv:0909.4814 [hep-ex].

[350] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for charged Higgs bosons in top quark decays*, Phys.Lett. **B682**, 278–286 (2009), arXiv:0908.1811 [hep-ex], FERMILAB-PUB-09-393-E.

[351] V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of the W boson mass*, Phys.Rev.Lett. **103**, 141801 (2009), arXiv:0908.0766 [hep-ex].

[352] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Combined measurements of anomalous charged trilinear gauge-boson couplings from diboson production in p anti-p collisions at s**(1/2) =1.96-TeV*, (2009), arXiv:0907.4952 [hep-ex].

[353] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of trilinear gauge boson couplings from $WW + WZ \to lnujj$ events in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96 TeV*, Phys.Rev. **D80**, 053012 (2009), arXiv:0907.4398 [hep-ex].

[354] V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of Z/gamma*+jet+X angular distributions in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96.TeV*, Phys.Lett. **B682**, 370–380 (2010), arXiv:0907.4286 [hep-ex].

[355] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of the t-channel single top quark production cross section*, Phys.Lett. **B682**, 363–369 (2010), arXiv:0907.4259 [hep-ex].

[356] V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration), *A Novel method for modeling the recoil in W boson events at hadron collider*, Nucl.Instrum.Meth. **A609**, 250–262 (2009), arXiv:0907.3713 [hep-ex].

[357] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for pair production of first-generation leptoquarks in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV*, Phys.Lett. **B681**, 224–232 (2009), arXiv:0907.1048 [hep-ex].

[358] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for charged Higgs bosons in decays of top quarks*, Phys.Rev. **D80**, 051107 (2009), arXiv:0906.5326 [hep-ex].

[359] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of dijet angular distributions at s**(1/2) = 1.96-TeV and searches for quark compositeness and extra spatial dimensions*, Phys.Rev.Lett. **103**, 191803 (2009), arXiv:0906.4819 [hep-ex], FERMILAB-PUB-09-326-E.

[360] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for Resonant Pair Production of long-lived particles decaying to b anti-b in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV*, Phys.Rev.Lett. **103**, 071801 (2009), arXiv:0906.1787 [hep-ex].

[361] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Direct measurement of the mass difference between top and antitop quarks*, Phys.Rev.Lett. **103**, 132001 (2009), arXiv:0906.1172 [hep-ex].

[362] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for squark production in events with jets, hadronically decaying tau leptons and missing transverse energy at s**(1/2) = 1.96-TeV*, Phys.Lett. **B680**, 24–33 (2009), arXiv:0905.4086 [hep-ex].

[363] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for dark photons from supersymmetric hidden valleys*, Phys.Rev.Lett. **103**, 081802 (2009), arXiv :0905.1478 [hep-ex].

[364] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for CP violation in semileptonic B_s decays*, Phys.Rev. **D82**, 012003 (2010), arXiv:0904.3907 [hep-ex].

[365] V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of the top quark mass in final states with two leptons*, Phys.Rev. **D80**, 092006 (2009), arXiv:0904.3195 [hep-ex].

[366] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of the WW production cross section with dilepton final states in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV and limits on anomalous trilinear gauge couplings*, Phys.Rev.Lett. **103**, 191801 (2009), arXiv:0904.0673 [hep-ex].

[367] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Combination of t anti-t cross section measurements and constraints on the mass of the top quark and its decays into charged Higgs bosons*, Phys.Rev. **D80**, 071102 (2009), arXiv:0903.5525 [hep-ex].

[368] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for the standard model Higgs boson in tau final states*, Phys.Rev.Lett. **102**, 251801 (2009), arXiv :0903.4800 [hep-ex].

[369] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurements of differential cross sections of Z/gamma*+jets+X events in proton anti-proton collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV*, Phys.Lett. **B678**, 45–54 (2009), arXiv:0903.1748 [hep-ex].

[370] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Observation of Single Top Quark Production*, Phys.Rev.Lett. **103**, 092001 (2009), arXiv:0903.0850 [hep-ex].

[371] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of the $Zgamma \to nuanti - nugamma$ cross section and limits on anomalous Z Z gamma and Z gamma gamma couplings in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV*, Phys.Rev.Lett. **102**, 201802 (2009), arXiv:0902.2157 [hep-ex].

[372] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of the t anti-t production cross section and top quark mass extraction using dilepton events in p anti-p collisions*, Phys.Lett. **B679**, 177–185 (2009), arXiv:0901.2137 [hep-ex].

[373] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for Resonant Diphoton Production with the D0 Detector*, Phys.Rev.Lett. **102**, 231801 (2009), arXiv:0901.1887 [hep-ex].

[374] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for admixture of scalar top quarks in the t anti-t lepton+jets final state at s**(1/2) = 1.96-TeV*, Phys.Lett. **B674**, 4–10 (2009), arXiv:0901.1063 [hep-ex].

[375] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Measurement of gamma + b + X and gamma + c + X production cross sections in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV*, Phys.Rev.Lett. **102**, 192002 (2009), arXiv:0901.0739 [hep-ex].

[376] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for associated production of charginos and neutralinos in the trilepton final state using 2.3 fb^{-1} of data*, Phys.Lett. **B680**, 34–43 (2009), arXiv:0901.0646 [hep-ex].

[377] V. Abazov et al. (D0 Collaboration), *Search for anomalous top quark couplings with the D0 detector*, Phys.Rev.Lett. **102**, 092002 (2009), arXiv:0901.0151 [hep-ex].

[378] A. J. Bevan et al. (BaBar, Belle Collaboration), *The Physics of the B Factories*, (2014), arXiv:1406.6311 [hep-ex], SLAC-PUB-15968, KEK-PREPRINT-2014-3, FERMILAB-PUB-14-262-T.

[379] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the hadronic form-factor in $D^0 \to K^- e^+ \nu_e$ 1*, Phys.Rev. **D76**, 052005 (2007), arXiv:0704.0020 [hep-ex].

[380] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *A Search for $B+ \to ll + nu(l)$ Recoiling Against $B \to D0l - anti - nuX$*, (2008).

[381] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for $b \to u$ transitions in $B0 \to D0K * 0$ decays*, Phys.Rev. **D80**, 031102 (2009), arXiv :0904.2112 [hep-ex], SLAC-PUB-13578, BABAR-PUB-08-037.

[382] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the Semileptonic Decays $B \to Dtau - anti - nu(tau)$ and $B \to D * tau - anti - nu(tau)$*, Phys.Rev. **D79**, 092002 (2009), arXiv:0902.2660 [hep-ex], SLAC-PUB-13532, BABAR-PUB-08-047.

[383] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Dalitz Plot Analysis of $B- \to D + pi - pi-$*, Phys.Rev. **D79**, 112004 (2009), arXiv:0901.1291 [hep-ex].

[384] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Search for Lepton Flavor Violating Decays $tau \to l - K0(s)$ with the BABAR Experiment*, Phys.Rev. **D79**, 012004 (2009), arXiv:0812.3804 [hep-ex].

[385] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for the decay $B+ \to K0(S)K0(S)pi+$*, Phys.Rev. **D79**, 051101 (2009), arXiv:0811.1979 [hep-ex].

[386] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for the Z(4430)- at BABAR*, Phys.Rev. **D79**, 112001 (2009), arXiv:0811.0564 [hep-ex], SLAC-PUB-13437, BABAR-PUB-08-045.

[387] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the $e^+e^- \to b\bar{b}$ cross section between $\sqrt{s}$ = 10.54-GeV and 11.20-GeV*, Phys.Rev.Lett. **102**, 012001 (2009), arXiv:0809.4120 [hep-ex], SLAC-PUB-13397, BABAR-PUB-08042.

[388] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *A Search for $B+ \to l + nu(l)$ Recoiling Against $B- \to D0l - anti - nuX$*, Phys.Rev. **D81**, 051101 (2010), arXiv:0809.4027 [hep-ex], SLAC-PUB-13300, BABAR-CONF-08-005.

[389] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of time dependent CP asymmetry parameters in B0 meson decays to omega K0(S), eta-prime K0, and pi0 K0(S)*, Phys.Rev. **D79**, 052003 (2009), arXiv:0809.1174 [hep-ex], SLAC-PUB-13380, BABAR-CONF-08-041.

[390] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of the Semileptonic Decays anti-B to D l anti-nu and anti-B to D* l anti-nu Using a Global Fit to D X l anti-nu Final States*, Phys.Rev. **D79**, 012002 (2009), arXiv:0809.0828 [hep-ex].

[391] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Evidence for $X(3872) \to \psi_{2S}\gamma$ in $B^\pm \to X_{3872}K^\pm$ decays, and a study of $B \to c\bar{c}\gamma K$*, Phys.Rev.Lett. **102**, 132001 (2009), arXiv:0809.0042 [hep-ex], SLAC-PUB-13375, BABAR-PUB-08-30.

[392] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the $B^+ \to \omega\ell^+\nu$ and $B^+ - \to \eta\ell^+\nu$ Branching Fractions*, Phys.Rev. **D79**, 052011 (2009), arXiv:0808.3524 [hep-ex].

[393] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of Branching Fractions and CP and Isospin Asymmetries in $B \to K^*\gamma$*, (2008), arXiv :0808.1915 [hep-ex], SLAC-PUB-13367, BABAR-CONF-08-008.

[394] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Update of Time-Dependent CP Asymmetry Measurements in $b \to c\bar{c}s$ Decays*, (2008), arXiv:0808.1903 [hep-ex], SLAC-PUB-13324, BABAR-CONF-08-017.

[395] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of time-dependent CP asymmetries in $B^0 \to D^{(*)} + D^{(*)}$ - decays*, Phys.Rev. **D79**, 032002 (2009), arXiv:0808.1866 [hep-ex], SLAC-PUB-13327, BABAR-PUB-08-039.

[396] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the Branching Fractions of the Radiative Charm Decays D0 to anti-K*0 gamma and D0 to phi gamma*, Phys.Rev. **D78**, 071101 (2008), arXiv:0808.1838 [hep-ex], SLAC-PUB-13352, BABAR-PUB-08-032.

[397] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Study of the pi+ pi- J/psi Mass Spectrum via Initial-State Radiation at BABAR*, (2008), arXiv:0808.1543 [hep-ex], SLAC-PUB-13360, BABAR-CONF-08-004.

[398] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of B0 $\to$ chi(c0) K*0 and evidence for B+ $\to$ chi(c0) K*+*, Phys.Rev. **D78**, 091101 (2008), arXiv:0808.1487 [hep-ex], SLAC-PUB-13362, BABAR-PUB-08-034.

[399] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of Branching Fractions for $B^+ \to \rho^+\gamma$, $B^0 \to \rho^0\gamma$, and $B^0 \to \omega\gamma$*, Phys.Rev. **D78**, 112001 (2008), arXiv:0808.1379 [hep-ex], SLAC-PUB-13338, BABAR-PUB-08-024.

[400] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for $B \to K^*\nu\bar{\nu}$ decays*, Phys.Rev. **D78**, 072007 (2008), arXiv:0808.1338 [hep-ex], SLAC-PUB-13359, BABAR-PUB-08-040.

[401] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of $B(\tau^- \to \bar{K}^0\pi^-\nu_{tau})$ using the BaBar detector*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **189**, 193–198 (2009), arXiv:0808.1121 [hep-ex], SLAC-PUB-13350, BABAR-CONF-08-006.

[402] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Dalitz Plot Analysis of $D_s+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$*, Phys.Rev. **D79**, 032003 (2009), arXiv:0808.0971 [hep-ex], BABAR-CONF-08-002, SLAC-PUB-13323.

[403] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for the highly suppressed decays $B^- \to K^+\pi^-\pi^-$ and $B^- \to K^-K^-\pi^+$*, Phys.Rev. **D78**, 091102 (2008), arXiv:0808.0900 [hep-ex].

[404] B. Aubert et al. (The BABAR Collaboration), *Time-Dependent and Time-Integrated Angular Analysis of B$\to$ phi Ks pi0 and B $\to$ phi K+ pi-*, Phys.Rev. **D78**, 092008 (2008), arXiv:0808.3586 [hep-ex].

[405] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of CP-Violating Asymmetries in the $B^0 \to K^+K^-K^0_s$ Dalitz Plot*, (2008), arXiv :0808.0700 [hep-ex], SLAC-PUB-13353, BABAR-CONF-08-013.

[406] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the branching fractions of the color-suppressed decays $\bar{B}^0 \to D^0\pi^0$, D*0 π^0, $D^0\eta$, D*0 η, $D^0\omega$, D*0 emwga, $D^0\eta'$ and D*0 η'*, (2008), arXiv:0808.0697 [hep-ex], SLAC-PUB-13347, BABAR-CONF-08-012.

[407] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for B^+ meson decay to $a_1^+(1260)K^{*0}(892)$ tt(-0)*, Phys.Rev. **D82**, 091101 (2010), arXiv :0808.0579 [hep-ex], SLAC-PUB-13346, BABAR-CONF-08-009.

[408] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the Branching Fractions of anti-B to D** l- anti-nu(l) Decays in Events Tagged by a Fully Reconstructed B Meson*, Phys.Rev.Lett. **101**, 261802 (2008), arXiv:0808.0528 [hep-ex].

[409] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of Semileptonic B Decays into Orbitally-Excited Charmed Mesons*, Phys.Rev.Lett. **103**, 051803 (2009), arXiv:0808.0333 [hep-ex].

[410] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Search for Invisible Decays of a Light Scalar in Radiative Transitions $\upsilon_{3S} \to \gamma$ A0*, (2008), arXiv :0808.0017 [hep-ex], SLAC-PUB-13328, BABAR-CONF-08-019.

[411] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Evidence for B semileptonic decays into the charmed baryon Lambda(c)+*, (2008), arXiv:0808.0011 [hep-ex].

[412] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of —V(cb)— and the form-factor slope for anti-B to D l- anti-nu(l) decays on the recoil of fully reconstructed B mesons*, (2008), arXiv:0807.4978 [hep-ex], SLAC-PUB-13334, BABAR-CONF-08-018.

[413] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Measurement of the Branching Fraction, Polarization, and CP Asymmetries in $B^0 \to \rho^0\rho^0$ Decay, and Implications for the CKM Angle α*, Phys.Rev. **D78**, 071104 (2008), arXiv:0807.4977 [hep-ex], SLAC-PUB-13329, BABAR-PUB-08-031.

[414] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of B to X gamma Decays and Determination of —V(td)/V(ts)—*, Phys.Rev.Lett. **102**, 161803 (2009), arXiv:0807.4975 [hep-ex], SLAC-PUB-13340, BABAR-CONF-08-035.

[415] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of B(anti-B0 to Lambda(c)+ anti-p) and B(B- to Lambda(c)+ anti-p pi-) and Studies of Lambda(c)+ pi- Resonances*, Phys.Rev. **D78**, 112003 (2008), arXiv:0807.4974 [hep-ex], BABAR-PUB-08-016, SLAC-PUB-13341.

[416] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for Second-Class Currents in $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_{tau}$*, (2008), arXiv:0807.4900 [hep-ex], SLAC-PUB-13339, BABAR-CONF-08-015.

[417] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of branching fractions of B0 decays to K(1)(1270)+ pi- and K(1)(1400)+ pi-*, (2008), arXiv :0807.4760 [hep-ex].

[418] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Amplitude Analysis of the Decay $B^0 \to K^+\pi^-\pi^0$*, (2008), arXiv:0807.4567 [hep-ex].

[419] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of $D^0 - \bar{D}^0$ mixing from a time-dependent amplitude analysis of $D^0 \to K^+\pi^-\pi^0$ decays*, Phys.Rev.Lett. **103**, 211801 (2009), arXiv:0807.4544 [hep-ex].

[420] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of CP Asymmetries and Branching Fractions in $B^0 \to\to \pi^+\pi^-$, $B^0 \to K^+\pi^-$, $B^0 \to \pi^0\pi^0$, $B^0 \to K^0\pi^0$ and Isospin Analysis of $B \to \pi\pi$ Decays*, (2008), arXiv:0807.4226 [hep-ex].

[421] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for $B^+ \to \mu^+\nu\mu$ with inclusive reconstruction at BaBar*, (2008), arXiv:0807.4187 [hep-ex].

[422] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Direct CP, Lepton Flavor and Isospin Asymmetries in the Decays $B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$*, Phys.Rev.Lett. **102**, 091803 (2009), arXiv:0807.4119 [hep-ex].

[423] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Searches for B meson decays to phi phi, phi rho, phi f0(980), and f0(980) f0(980) final states*, Phys.Rev.Lett. **101**, 201801 (2008), arXiv:0807.3935 [hep-ex].

[424] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of Time-Dependent CP Asymmetry in $B^0 \to K^0_S\pi^0\gamma$ Decays*, Phys.Rev. **D78**, 071102 (2008), arXiv:0807.3103 [hep-ex].

[425] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of Ratios of Branching Fractions and CP-Violating Asymmetries of $B^\pm \to D^*K^\pm$ Decays*, Phys.Rev. **D78**, 092002 (2008), arXiv:0807.2408 [hep-ex], SLAC-PUB-13305, BABAR-PUB-08-017.

[426] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Study of hadronic transitions between Upsilon states and observation of Upsilon(4S) to eta Upsilon(1S) decay*, Phys.Rev. **D78**, 112002 (2008), arXiv:0807.2014 [hep-ex], SLAC-PUB-13301, BABAR-PUB-08-20.

[427] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Study of the decay $D_s^+ \to K^+K^-e^+\nu_e$*, Phys.Rev. **D78**, 051101 (2008), arXiv:0807.1599 [hep-ex].

[428] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of the bottomonium ground state in the decay $\upsilon_{3S} \to \gamma eta_b$*, Phys.Rev.Lett. **101**, 071801 (2008), arXiv:0807.1086 [hep-ex], BABAR-PUB-08-029, SLAC-PUB-13288.

[429] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for $B^0 \to K^{*+}K^{*-}$*, Phys.Rev. **D78**, 051103 (2008), arXiv:0806.4467 [hep-ex], SLAC-PUB-13275, BABAR-PUB-08-019.

[430] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation and Polarization Measurements of $B^\pm \to \phi K_1^\pm$ and $B^\pm \to \phi K_2^{*\pm}$*, Phys.Rev.Lett. **101**, 161801 (2008), arXiv:0806.4419 [hep-ex], SLAC-PUB-13267, BABAR-PUB-08-021.

[431] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Observation of $e^+e^- \to \rho^+\rho^-$ near $\sqrt{s}$ = 10.58-GeV*, Phys.Rev. **D78**, 071103 (2008), arXiv :0806.3893 [hep-ex].

[432] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *A Measurement of CP Asymmetry in $b \to s\gamma$ using a Sum of Exclusive Final States*, Phys.Rev.Lett. **101**, 171804 (2008), arXiv:0805.4796 [hep-ex], SLAC-PUB-13249, BABAR-PUB-08-004.

[433] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of $B \to \{\pi, \eta, \eta'\}\ell\nu_\ell$ Branching Fractions and Determination of $|V_{ub}|$ with Semileptonically Tagged B Mesons*, Phys.Rev.Lett. **101**, 081801 (2008), arXiv:0805.2408 [hep-ex], SLAC-PUB-13215, BABAR-PUB-08-013.

[434] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Constraints on the CKM angle gamma in B0 to anti-D0 (D0) K*0 with a Dalitz analysis of D0 to K(S) pi+ pi-*, Phys.Rev. **D79**, 072003 (2009), arXiv:0805.2001 [hep-ex].

[435] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Branching Fractions and CP-Violating Asymmetries in Radiative B Decays to eta K gamma*, Phys.Rev. **D79**, 011102 (2009), arXiv:0805.1317 [hep-ex].

[436] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of B+ to b(1)+ K0 and search for B-meson decays to b(1)0 K0 and b(1) pi0*, Phys.Rev. **D78**, 011104 (2008), arXiv:0805.1217 [hep-ex], SLAC-PUB-13231, BABAR-PUB-08-015.

[437] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the Mass Difference m(B0) - m(B+)*, Phys.Rev. **D78**, 011103 (2008), arXiv:0805.0497 [hep-ex], SLAC-PUB-13217, BABAR-PUB-08-002.

[438] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Angular Distributions in the Decays B to K* l+ l-*, Phys.Rev. **D79**, 031102 (2009), arXiv:0804.4412 [hep-ex], SLAC-PUB-13133, BABAR-PUB-08-001.

[439] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of $B^+ \to \eta\rho^+$ and search for B^0 decays to $\eta'\eta$, $\eta\pi^0$, $\eta\,'\pi^0$, and $\omega\pi^0$*, Phys.Rev. **D78**, 011107 (2008), arXiv:0804.2422 [hep-ex].

[440] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Improved measurement of the CKM angle γ in $B^\mp \to D^{(*)}K^{(*\mp)}$ decays with a Dalitz plot analysis of D decays to $K^0_S\pi^+\pi^-$) and $K^0_S K^+K^-$)*, Phys.Rev. **D78**, 034023 (2008), arXiv:0804.2089 [hep-ex].

[441] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Study of B-meson decays to eta(c) K(*), eta(c)(2S) K(*) and eta(c) gamma K(*)*, Phys.Rev. **D78**, 012006 (2008), arXiv:0804.1208 [hep-ex].

[442] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Evidence for CP violation in $B^0 \to J/\psi\pi^0$ decays*, Phys.Rev.Lett. **101**, 021801 (2008), arXiv:0804.0896 [hep-ex].

[443] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Study of B Meson Decays with Excited eta and eta-prime Mesons*, Phys.Rev.Lett. **101**, 091801 (2008), arXiv:0804.0411 [hep-ex], SLAC-PUB-12840, BABAR-PUB-07-043.

[444] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Evidence for Direct CP Violation from Dalitz-plot analysis of $B^\pm \to K^\pm\pi^\mp\pi^\pm$*, Phys.Rev. **D78**, 012004 (2008), arXiv:0803.4451 [hep-ex].

[445] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the Branching Fractions of the Rare Decays $B^0 \to D_s$ (*) + π^-, $B^0 \to D_s$ (*) + ρ^-, and $B^0 \to D_s$ (*) - $K^{(*)}$ +*, Phys.Rev. **D78**, 032005 (2008), arXiv:0803.4296 [hep-ex].

[446] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *A Study of $B \to X(3872)K$, with $X_{3872} \to J/\Psi\pi^+\pi^-$*, Phys.Rev. **D77**, 111101 (2008), arXiv:0803.2838 [hep-ex].

[447] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the Spin of the Xi(1530) Resonance*, Phys.Rev. **D78**, 034008 (2008), arXiv:0803.1863 [hep-ex].

[448] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Measurement of the $\tau^- \to \eta\pi^-\pi\pi^-\nu_{tau}$ Branching Fraction and a Search for a Second-Class Current in the $\tau^- \to \eta'(958)\,\pi^-\nu_{tau}$ Decay*, Phys.Rev. **D77**, 112002 (2008), arXiv:0803.0772 [hep-ex].

[449] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of CP observables in $B^\pm \to D^0_{CP}K^\pm$ decays*, Phys.Rev. **D77**, 111102 (2008), arXiv:0802.4052 [hep-ex], SLAC-PUB-13142, BABAR-PUB-08-003.

[450] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for CP Violation in Neutral D Meson Cabibbo-suppressed Three-body Decays*, Phys.Rev. **D78**, 051102 (2008), arXiv:0802.4035 [hep-ex].

[451] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Searches for the decays $B^0 \to \ell^\pm\tau^\mp$ and $B^+ \to \ell^+\nu$ (l=e, μ) using hadronic tag reconstruction*, Phys.Rev. **D77**, 091104 (2008), arXiv:0801.0697 [hep-ex].

[452] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Study of the Exclusive Initial-State-Radiation Production of the D anti-D System*, Phys.Rev.D (2008), arXiv:0710.1371 [hep-ex].

[453] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *A Measurement of the branching fractions of exclusive $\bar{B} \to D^{(*)}$ (π) $\ell^-\bar{\nu}$(ℓ) decays in events with a fully reconstructed B meson*, Phys.Rev.Lett. **100**, 151802 (2008), arXiv:0712.3503 [hep-ex].

[454] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the Decay $B^- \to D^*0\ e^-\bar{\nu}$(e)*, Phys.Rev.Lett. **100**, 231803 (2008), arXiv:0712.3493 [hep-ex].

[455] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Time-dependent Dalitz plot analysis of $B^0 \to D^\mp K^0$ Pi+- decays*, Phys.Rev. **D77**, 071102 (2008), arXiv:0712.3469 [hep-ex].

[456] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of D^0 - $\bar{D}^0$ mixing using the ratio of lifetimes for the decays $D^0 \to K^-\pi^+$, K^-K^+, and $\pi^-\pi^+$*, Phys.Rev. **D78**, 011105 (2008), arXiv:0712.2249 [hep-ex].

[457] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Search for decays of $B^0 \to$ mesons into e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, and $e^\pm\mu^\mp$ final states*, Phys.Rev. **D77**, 032007 (2008), arXiv:0712.1516 [hep-ex].

[458] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the B to X(s) gamma branching fraction and photon energy spectrum using the recoil method*, Phys.Rev. **D77**, 051103 (2008), arXiv:0711.4889 [hep-ex].

[459] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Dalitz Plot Analysis of the Decay B^0 (anti-B0) $\to K^\pm\pi^\mp\pi^0$*, Phys.Rev. **D78**, 052005 (2008), arXiv:0711.4417 [hep-ex].

[460] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for CPT and Lorentz violation in B0 - anti-B0 oscillations with dilepton events*, Phys.Rev.Lett. **100**, 131802 (2008), arXiv:0711.2713 [hep-ex].

[461] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Observation of Y(3940) $\to J/\psi\omega$ in $B \to J/\psi\omega K$ at BABAR*, Phys.Rev.Lett. **101**, 082001 (2008), arXiv:0711.2047 [hep-ex].

[462] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for lepton flavor violating decays tau+- to l+- omega (l = e, mu)*, Phys.Rev.Lett. **100**, 071802 (2008), arXiv:0711.0980 [hep-ex].

[463] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *A Study of anti-B to Xi(c) anti-Lambda-(c) and anti-B to anti-Lambda+(c) anti-Lambda-(c) anti-K decays at BABAR*, Phys.Rev. **D77**, 031101 (2008), arXiv:0710.5775 [hep-ex].

[464] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *A Study of Excited Charm-Strange Baryons with Evidence for new Baryons Xi(c)(3055)+ and Xi(c)(3123)+*, Phys.Rev. **D77**, 012002 (2008), arXiv:0710.5763 [hep-ex].

[465] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Measurements of $e^+e^- \to K^+K^-\eta$, $K^+K^-\pi^0$ and $K^0_s K^\pm\pi^\mp$ cross- sections using initial state radiation events*, Phys.Rev. **D77**, 092002 (2008), arXiv:0710.4451 [hep-ex].

[466] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of B+ to a(1)+(1260) K0 and B0 to a(1)-(1260) K+*, Phys.Rev.Lett. **100**, 051803 (2008), arXiv:0709.4165 [hep-ex].

[467] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Search for CP violation in the decays $D^0 \to K^-K^+$ and $D^0 \to \pi^-\pi^+$*, Phys.Rev.Lett. **100**, 061803 (2008), arXiv:0709.2715 [hep-ex].

[468] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Study of $e^+e^- \to \Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0$, $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ using initial state radiation with BABAR*, Phys.Rev. **D76**, 092006 (2007), arXiv:0709.1988 [hep-ex].

[469] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of the semileptonic decays $B \to D^*\tau^-\bar{\nu}$(τ) and evidence for $B \to D\tau^-\bar{\nu}$(τ)*, Phys.Rev.Lett. **100**, 021801 (2008), arXiv:0709.1698 [hep-ex].

[470] A. Bazan et al. (Liquid Argon Back End Electronics Collaboration), *ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics*, JINST **2**, P06002 (2007).

[471] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of Partial Branching Fractions for $\bar{B} \to X_u\ell\bar{\nu}$ and Determination of $|V_{ub}|$*, Phys.Rev.Lett. **100**, 171802 (2008), arXiv:0708.3702 [hep-ex].

[472] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Improved limits on the lepton-flavor violating decays* $\tau^- \to \ell^-\ell^+\ell^-$, Phys.Rev.Lett. **99**, 251803 (2007), arXiv:0708.3650 [hep-ex].

[473] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of the Branching Fractions of* $B^0 \to K^{*0} K^+K^-$, $B^0 \to K^{*0} \pi^+K^-$, $B^0 \to K^{*0} K^+\pi^-$, *and* $B^0 \to K^{*0} \pi^+\pi^-$, Phys.Rev. **D76**, 071104 (2007), arXiv:0708.2543 [hep-ex].

[474] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *The e+ e- to 2(pi+ pi-) pi0, 2(pi+ pi-) eta, K+ K- pi+ pi- pi0 and K+ K- pi+ pi- eta Cross Sections Measured with Initial-State Radiation*, Phys.Rev. **D76**, 092005 (2007), arXiv:0708.2461 [hep-ex].

[475] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *A Search for* $B^+ \to \tau^+\nu$ *with Hadronic B tags*, Phys.Rev. **D77**, 011107 (2008), arXiv:0708.2260 [hep-ex].

[476] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of* $B^0 \to K^{*0} \bar{K}^{*}\,0$ *and search for* $B^0 \to K^{*0} K^{*0}$, Phys.Rev.Lett. **100**, 081801 (2008), arXiv:0708.2248 [hep-ex].

[477] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Time-dependent Dalitz Plot Analysis of* $B^0 \to K^0_s\pi^+\pi^-$, (2007), arXiv:0708.2097 [hep-ex].

[478] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the B0 to X-(u) l+ nu(l) decays near the kinematic endpoint of the lepton spectrum and search for violation of isospin symmetry*, (2007), arXiv:0708.1753 [hep-ex].

[479] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the Branching Fractions of Exclusive* $\bar{B} \to D/D^*/D(*)\ \pi\ell^-\bar{\nu}(\ \ell^)$ *Decays in Events Tagged by a Fully Reconstructed B Meson*, (2007), arXiv:0708.1738 [hep-ex].

[480] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Evidence for* $b \to d\gamma$ *Transitions From a Sum of Exclusive Final States in the Hadronic Final State Mass Range* $1.0 - GeV/c^2$ *M(X(d))* $1.8 - GeV/c^2$, (2007), arXiv:0708.1652 [hep-ex].

[481] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Study of Resonances in Exclusive B Decays to anti-D(*) D(*) K*, Phys.Rev. **D77**, 011102 (2008), arXiv:0708.1565 [hep-ex].

[482] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Improved Measurement of Time-Dependent CP Asymmetries and the CP-Odd Fraction in the Decay* $B^0 \to D^{*+}D^{*-}$, Phys.Rev. **D76**, 111102 (2007), arXiv:0708.1549 [hep-ex].

[483] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of* cos *2 beta in* $B^0 \to D^{(*)}$ *h0 Decays with a Time-Dependent Dalitz Plot Analysis of* $D \to K^0_S\pi^+\pi^-$, Phys.Rev.Lett. **99**, 231802 (2007), arXiv:0708.1544 [hep-ex].

[484] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of branching fraction and CP asymmetries in* $B^- \to D^0_{CP}K^-$ *decays*, (2007), arXiv:0708.1534 [hep-ex].

[485] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Time-Dependent Analysis of the Decay* $B^0 \to \rho^0\rho^0$, (2007), arXiv:0708.1630 [hep-ex].

[486] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of The Time-Dependent CP Asymmetry in* $B^0 \to K^{*0}\gamma$ *Decays*, (2007), arXiv:0708.1614 [hep-ex].

[487] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for the decay* $B^+ \to K^+\tau^\mp\mu^\pm$, Phys.Rev.Lett. **99**, 201801 (2007), arXiv:0708.1303 [hep-ex].

[488] B. Aubert et al. (The BABAR Collaboration), *Search for the rare charmless hadronic decay* $B^+ \to a{+}0\ \pi^0$, Phys.Rev. **D77**, 011101 (2008), arXiv:0708.0963 [hep-ex].

[489] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of the Decay* $B^+ \to K^+K^-\pi^+$, Phys.Rev.Lett. **99**, 221801 (2007), arXiv:0708.0376 [hep-ex].

[490] B. Aubert et al. (The BABAR Collaboration), *Search for* $B \to u$ *transitions in* $B^- \to [\ K^+\pi^-\pi^0\ ]\ (D)\ K^-$, Phys.Rev. **D76**, 111101 (2007), arXiv:0708.0182 [hep-ex].

[491] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Evidence for charged B meson decays to a+-(1)(1260) pi0 and a0(1)(1260) pi+-*, Phys.Rev.Lett. **99**, 261801 (2007), arXiv:0708.0050 [hep-ex].

[492] B. Aubert et al. (The BABAR Collaboration), *Observation of B-meson decays to b(1) pi and b(1) K*, Phys.Rev.Lett. **99**, 241803 (2007), arXiv:0707.4561 [hep-ex].

[493] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the CP-violating asymmetries in* $B^0 \to K^0_S\pi^0$ *and of the branching fraction of* $B^0 \to K^0\pi^0$, Phys.Rev. **D77**, 012003 (2008), arXiv:0707.2980 [hep-ex].

[494] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the* $\tau^- \to K^-\pi^0\nu_{tau}$ *branching fraction*, Phys.Rev. **D76**, 051104 (2007), arXiv:0707.2922 [hep-ex].

[495] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *A Study of B-meson decays to eta(c) K* and eta(c) gamma K(*)*, (2007), arXiv:0707.2843 [hep-ex].

[496] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Study of* $B^0 \to \pi^0\pi^0$, $B^\pm \to \pi^\pm\pi^0$, *and* $B^\pm \to K^\pm\pi^0$ *Decays, and Isospin Analysis of* $B \to \pi\pi$ *Decays*, Phys.Rev. **D76**, 091102 (2007), arXiv:0707.2798 [hep-ex].

[497] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the semileptonic decays* $B \to D\tau^-\bar{\nu}(\ ta$ and $B \to D^*\tau^-\bar{\nu}(\ \tau^)$, (2007), arXiv:0707.2758 [hep-ex].

[498] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of moments of the hadronic-mass and energy spectrum in inclusive semileptonic anti-B to X(c) l- anti-nu decays*, (2007), arXiv:0707.2670 [hep-ex].

[499] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the decay* $B^- \to D^{*0}\, e^-\bar{\nu}$, (2007), arXiv:0707.2655 [hep-ex].

[500] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Evidence for the B0 -to p anti-p K*0 and B+ to eta(c) K*+ decays and Study of the Decay Dynamics of B Meson Decays into p anti-p h final states*, Phys.Rev. **D76**, 092004 (2007), arXiv:0707.1648 [hep-ex].

[501] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for Prompt Production of chi(c) and X(3872) in e+e- Annihilations*, Phys.Rev. **D76**, 071102 (2007), arXiv:0707.1633 [hep-ex].

[502] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of tree-level B decays with s anti-s production from gluon radiation.*, Phys.Rev.Lett. **100**, 171803 (2008), arXiv:0707.1043 [hep-ex].

[503] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Branching fraction and CP-violation charge asymmetry measurements for B-meson decays to eta K+-, eta pi+-, eta-prime K, eta-prime pi+-, omega K, and omega pi+-*, Phys.Rev. **D76**, 031103 (2007), arXiv:0706.3893 [hep-ex].

[504] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of CP-violating asymmetries in the decay* $B^0 \to K^+K^-K^0$, Phys.Rev.Lett. **99**, 161802 (2007), arXiv:0706.3885 [hep-ex].

[505] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for the decays* $B^0 \to e^+e^-\gamma$ *and* $B^0 \to \mu^+\mu^-\gamma$, Phys.Rev. **D77**, 011104 (2008), arXiv:0706.2870 [hep-ex].

[506] B. Aubert et al. (The BaBar Collaboration), *Search for the decay* $B^+ \to \bar{K}^{*}\,0(892)\ K^+$, Phys.Rev. **D76**, 071103 (2007), arXiv:0706.1059 [hep-ex].

[507] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Determination of the form-factors for the decay* $B^0 \to D^{*-}\ell^+\nu_l$ *and of the CKM matrix element* $|V_{cb}|$, Phys.Rev. **D77**, 032002 (2008), arXiv:0705.4008 [hep-ex].

[508] B. Aubert et al. (Babar Collaboration), *A Study of B0 to rho+ rho- Decays and Constraints on the CKM Angle alpha*, Phys.Rev. **D76**, 052007 (2007), arXiv:0705.2157 [hep-ex].

[509] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *A Search for* $B^+ \to \tau^+\nu$, Phys.Rev. **D76**, 052002 (2007), arXiv:0705.1820 [hep-ex].

[510] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Amplitude Analysis of the B+- to phi K*(892)+- Decay*, Phys.Rev.Lett. **99**, 201802 (2007), arXiv:0705.1798 [hep-ex], BABAR-CONF-07-026, SLAC-PUB-12462.

[511] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Measurement of CP-violating asymmetries in B0 to D(*)+- D-+*, Phys.Rev.Lett. **99**, 071801 (2007), arXiv:0705.1190 [hep-ex].

[512] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for D0 - anti-D0 mixing using doubly flavor tagged semileptonic decay modes*, Phys.Rev. **D76**, 014018 (2007), arXiv:0705.0704 [hep-ex].

[513] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for $B^0 \to \phi(K^+\pi^-)$ decays with large $K^+\pi^-$ invariant mass*, Phys.Rev. **D76**, 051103 (2007), arXiv:0705.0398 [hep-ex].

[514] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Amplitude analysis of the decay D0 to K- K+ pi0*, Phys.Rev. **D76**, 011102 (2007), arXiv:0704.3593 [hep-ex].

[515] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the absolute branching fraction of $D^0 \to K^-\pi^+$*, Phys.Rev.Lett. **100**, 051802 (2008), arXiv:0704.2080 [hep-ex].

[516] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Branching fraction and charge asymmetry measurements in $B \to J/\psi\pi\pi$ decays*, Phys.Rev. **D76**, 031101 (2007), arXiv:0704.1266 [hep-ex].

[517] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of decay amplitudes of $B \to J/\psi K^*$, $\psi(2S)K^*$, and $\chi_{c1}K^*$ with an angular analysis*, Phys.Rev. **D76**, 031102 (2007), arXiv:0704.0522 [hep-ex].

[518] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *The e+ e- to K+ K- pi+ pi-, K+ K- pi0 pi0 and K+ K- K+ K- cross-sections measured with initial-state radiation*, Phys.Rev. **D76**, 012008 (2007), arXiv:0704.0630 [hep-ex].

[519] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for Neutral B-Meson Decays to a0 pi, a0 K, eta rho0, and eta f0*, Phys.Rev. **D75**, 111102 (2007), arXiv:hep-ex/0703038 [HEP-EX].

[520] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Measurement of CP Violation Parameters with a Dalitz Plot Analysis of $B^\pm \to D(pi+\ \pi^-\pi^0\ )\ K^\pm$*, Phys.Rev.Lett. **99**, 251801 (2007), arXiv:hep-ex/0703037 [HEP-EX].

[521] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Production and decay of Omega0(c)*, Phys.Rev.Lett. **99**, 062001 (2007), arXiv:hep-ex/0703030 [HEP-EX].

[522] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the relative branching fractions of $\bar{B} \to D/D^*/D^{**}\ \ell^-\bar{\nu}(\ \ell)$ decays in events with a fully reconstructed B meson*, Phys.Rev. **D76**, 051101 (2007), arXiv:hep-ex/0703027 [HEP-EX].

[523] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Improved measurement of CP violation in neutral B decays to c anti-c s*, Phys.Rev.Lett. **99**, 171803 (2007), arXiv:hep-ex/0703021 [hep-ex].

[524] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Evidence for D^0 -anti-D0 Mixing*, Phys.Rev.Lett. **98**, 211802 (2007), arXiv:hep-ex/0703020 [HEP-EX].

[525] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the time-dependent CP asymmetry in $B^0 \to D^{(*)}$ (CP) h0 decays*, Phys.Rev.Lett. **99**, 081801 (2007), arXiv:hep-ex/0703019 [HEP-EX].

[526] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Search for the rare decay B to pi l+ l-*, Phys.Rev.Lett. **99**, 051801 (2007), arXiv:hep-ex/0703018 [hep-ex].

[527] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of CP violation in $B^0 \to K^+\pi^-$ and $B^0 \to \pi^+\pi^-$*, Phys.Rev.Lett. **99**, 021603 (2007), arXiv:hep-ex/0703016 [HEP-EX].

[528] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of CP-violating asymmetries in $B^0 \to (\rho\pi)0$ using a time-dependent Dalitz plot analysis*, Phys.Rev. **D76**, 012004 (2007), arXiv:hep-ex/0703008 [HEP-EX].

[529] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of CP Asymmetries in $B^0 \to K^0_S K^0_S K^0_S$ Decays*, Phys.Rev. **D76**, 091101 (2007), arXiv:hep-ex/0702046 [hep-ex].

[530] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Observation of B^+ to $\rho^+ K^0$ and Measurement of its Branching Fraction and Charge Asymmetry*, Phys.Rev. **D76**, 011103 (2007), arXiv:hep-ex/0702043 [HEP-EX].

[531] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of CP Asymmetry in $B^0 \to K_s\pi^0\pi^0$ Decays*, Phys.Rev. **D76**, 071101 (2007), arXiv :hep-ex/0702010 [hep-ex].

[532] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of CP-Violating Asymmetries in $B^0 \to a+-(1)\ (1260)\ \pi^\mp$ decays*, Phys.Rev.Lett. **98**, 181803 (2007), arXiv:hep-ex/0612050 [hep-ex].

[533] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurement of the $B^0 \to \pi^-\ell^+\nu$ form-factor shape and branching fraction, and determination of $|V_{ub}|$ with a loose neutrino reconstruction technique*, Phys.Rev.Lett. **98**, 091801 (2007), arXiv:hep-ex/0612020 [hep-ex].

[534] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Branching fraction measurements of $B^+ \to \rho^+\gamma$, $B^0 \to \rho^0\gamma$, and $B^0 \to \omega\gamma$*, Phys.Rev.Lett. **98**, 151802 (2007), arXiv:hep-ex/0612017 [hep-ex].

Remerciements

Merci à Guy Wormser et Achille Stocchi pour m'avoir accueilli au laboratoire LAL, et à Daniel Fournier, R.-D. Schaffer, David Rousseau, pour l'accueil dans le groupe ATLAS.

Je suis reconnaissant au président du jury, Achille, pour l'organisation de l'examen de la HDR, aux rapporteurs, pour leur courage d'avoir accepté cette tâche, assez ingrate, et de par le travail considérable qu'ils ont dû réaliser, enfin aux examinateurs et au jury de façon générale, pour leur participation au jury de cette HDR.

Je remercie Bertrand Laforge pour m'avoir permis de découvrir la recherche, dans le cadre de l'expérience ATLAS, ainsi que Georges Vasseur et Arnaud Duperrin pour m'avoir permis une diversification, par les expériences Babar et D0.

Merci à Raphaël Granier de Cassagnac pour son soutien dans ma carrière.

Au cours de la recherche au LAL, j'ai eu grand plaisir à travailler avec et parmi les collègues du groupe ATLAS. Sans citer chacun, ce qui serait trop long, même si j'ai une pensée pour chacun d'entre eux, je me limiterai à quelques personnes seulement :
-Louis Fayard, qui m'a accueilli au laboratoire et guidé de façon régulière à la fois au niveau scientifique et humain ;
-Jean-Baptiste de Vivie, pour les innombrables discussions de physique, pour sa générosité, sa disponibilité pour aider sans chercher à se mettre en avant, la richesse de sa culture, son honnêteté intellectuelle ;
-Laurent Duflot, pour son authenticité, son altruisme, son humilité, son humanisme, un modèle à suivre de la nature humaine, et qui pourtant, ne reçoit que peu en retour par rapport à tout ce qu'il peut donner à la communauté d'ATLAS.

Merci à Guillaume Unal et Daniel Fournier pour les importantes discussions de physique. Merci à Marumi Kado pour les discussions dans les débuts de recherche au laboratoire et son soutien lors du mandat $H \to \gamma\gamma$.

J'ai été sensible aux encouragements réguliers de Serge Jullian.

J'ai été impressionné par le génie de John Idarraga. Bonne chance, où qu'il soit.

Merci à Francesco Polci pour sa bonne humeur et bravo pour sa reconversion avec brio dans LHCb.

Merci à Henso Abreu et Nancy Andari, pour leurs heures de travail, les discussions et leur sympathie.

Merci à Estelle, pour sa thèse, son travail.

Merci à Driss et Vagelis pour les discussions.

Merci aux personnes ayant assisté à la soutenance, en particulier celles qui se sont déplacées de loin, mais aussi à celles dont le sujet ou l'activité professionnelle ne correspond par à cette thématique.

Merci aussi aux administratifs, ingénieurs, techniciens.
Sans eux, sans leur travail dans l'ombre, aucun travail ne pourrait être accompli.

La recherche d'un signal rare, comme le boson de Higgs, est le fruit du travail de milliers de contributeurs où chacun apporte une pierre à l'édifice : héritage des résultats reposant sur une communauté de prédécesseurs, conception, construction de l'accélérateur, du détecteur, mise en œuvre, suivi de la prise de données, contrôle de la qualité, création et suivi de l'interface logicielle, production des échantillons de données, comparaison entre simulations, validation, reconstruction des objets élémentaires, développement de techniques pour rejeter le bruit de fond, développement de l'analyse, interface avec la théorie, mais aussi concepts immatériels : idées, aide technique aux collègues, débogage. Prise dans son contexte, la contribution de chacun est essentielle, même si seuls quelques noms sont portés à la lumière.

Tout comme un religieux ou un simple croyant qui se trouverait dans une situation de découvrir que Dieu n'existerait pas, ne signifierait pas qu'il a gâché sa vie, une hypothétique exclusion d'un signal de physique recherché par un chercheur ne serait pas une déception. Car la nature est telle qu'elle est. De même, que le Higgs existe ou non n'est pas le plus important. Ce qui est important, ce qui fait avancer la science, c'est de pouvoir prouver un résultat. L'activité proprement dite, l'investissement lié à un travail, qu'il soit spirituel ou scientifique, permet des contributions indépendantes du résultat ultérieur : amélioration de la compréhension de la nature ou de certains enjeux, maintien de la santé, de la paix, ou tout simplement écartement du mauvais chemin. De même, les démarches scientifiques, les outils développés, contribuent au progrès de la science.

Le désintérêt pour une discipline s'installe lorsque la maîtrise est trop grande. En ce sens, c'est parce que j'ai des difficultés à comprendre la physique des hautes énergies qu'elle suscite mon intérêt. Sinon, sans doute aurais-je choisi une autre voie. J'ai eu la chance de pouvoir être entouré de personnalités brillantes, qui m'ont beaucoup apporté, au point de vue scientifique et humain. En ce sens, je n'ai pas de mérite à avoir pu réaliser mon travail car sans tous les autres chercheurs, je n'aurai tout simplement rien accompli.

En particulier, au cours de ces quelques années passées dans la recherche, j'ai rencontré, notamment, de brillants jeunes chercheurs non titulaires. Parmi ces jeunes collègues, certains n'ont pas pu ou ne pourront pas obtenir un poste titulaire, et ont dû ou devront, à terme, abandonner la perspective de carrière dans la recherche académique, parfois par des hasards malheureux. Ceux qui ont dû abandonner, parfois, réalisaient le travail invisible, indispensable pour la communauté, sans que leurs collègues ne s'en rendent compte, car ces jeunes travaillaient pour la cause, sans chercher à se mettre en avant. Les découvertes n'auraient sans doute pas été possibles sans leurs contributions, ou du moins pas aussi vite.

Je rends hommage aux autres candidats qui n'ont pas pu être récompensés de leurs efforts.

≪Je vois encore sous le soleil
que la course n'appartient pas aux plus robustes,
ni la bataille aux plus forts,
ni le pain aux plus sages,
ni la richesse aux plus intelligents,
ni la faveur aux plus savants,
car à tous leur arrivent heur et malheur.≫

La Bible, Qohéleth 9, 11

Enfin et pour ne pas rester sur une note pessimiste, je tiens à vous renouveler à tous et à chacun tous mes remerciements, ma reconnaissance et mes souhaits les meilleurs pour chacun de vous, dans votre vie personnelle, familiale et professionnelle.

Index

GUT, 84
OS : Opposite Side, 253
QED : Quantum Electro Dynamics, 19
SS : Same Side, 253
$SU(3)_f$ de saveur, 11
$p - value$, 285
élément de matrice, 17
Développement en Produit d'Opérateurs, 109

Algorithme de cône, 226
Angle de Weinberg θ_W, 24
Approximation asymptotique, 298
Arbre de décision boosté, 251
Athena, 263
ATLAS, 127

Balayage de Van der Meer, 173
Beam remnant, 130
Bogue, 263
Bruit de fond caverne, 257
Bruit de fond combinatoire, 244
Bruit de fond instrumental, 244
Bruit de fond irréductible, 244
Bruit de fond réductible, 244
Bug, 263
Bunch train, 129
ByteStream, 264

Cache, 263
Calibration Hits, 199
Calibration Longitudinal Weight, 199
Canal exclusif, 253
Canal inclusif, 253
Cascade partonique, 267
Cluster, 187
Confinement, 7
Corrélation angulaire, 257
Corrélation de spin, 253
Coupure fiduciaire, 250
Cut-and-count, 254

DGLAP, Altarelli-Parisi., 62
Distribution, 263

Echelle de factorisation, 58
Echelle de normalisation, 59
Echelle dynamique, 60
Echelle perturbative, 58
Effet MSW, 90
Effet look-elsewhere, 297
Efficacité d'étiquetage, 238
Efficacité d'identification, 190
Efficacité de déclenchement, 190, 191
Efficacité de reconstruction, 190
Empilement en temps, 131
Empilement hors temps, 131
Equation de renormalisation, 7
Erreur statistique, 261
Erreur systématique, 261
Expansion de quark lourd, 109

Fake rate, 190
FCNC, 110
Filtre de Kalman, 197
Fine tuning, 84
Fonction de contrainte, 283
Fonction de structure, 58
Force de signal, 280
FS, 49
FSR, 130
Fudge factor, 211

Gaudi, 263
Geant, 264
Graphe de Feynman, 17
Grille de calcul, 266

GRL : Good Run List, 246

Hard scattering, 130
Hit, 264
Hypothèse alternative, 280
Hypothèse d'universalité faible, 25
Hypothèse nulle, 280

Identification, 188
Interaction électromagnétique, 6
Interaction faible, 6
Interaction forte, 6
Interaction gravitationnelle, 6
Isolation, 219
Isospin, 10
ISR, 130

Jet, 9
Jet Vertex Fraction, 232

K factor, 58

Lagrangien, 16
LAr error flag, 248
LEP, 127
Lepton, 4
LHC, 127
Liberté asymptotique, 8
Librairie/Package, 263
Limite GZK, 101
Linéarité, 190
Loose, 188
Lumi Block Number, 133

Méthode $ABCD$, 255
Méthode data-driven, 189
Méthode de comptage et coupure, 281
Méthode Tag and probe, 191
Masse invariante, 252
Masse invariante transverse, 253
Matching, 188
Matrice S, 17
Matrix Element generator, 267
Medium, 188
Minimum Ionizing Particle, 223
Modèle Standard, 3
Monte-Carlo, 189
MPI, 130
Muon Standalone, 223

Nœud de grille, 266
Naturalité, 84
Noise burst, 245

Object Quality flag, 248

Périgée, 192
Package/Librairie, 263
Paramètre de nuisance, 281
Parameter Of Interest, 280
Parton, 9
Parton-Shower, 267
Photon cleaning, 248
Pile-Up, 131
Point d'opération, 190
Polarisation du vide, 9
POOL, 266
Présélection, 250
Prescale, 172
Probe, 191
Problème de hiérarchie, 83
Processing, 266
Processus chandelle, 254
Profondeur de gerbe, 199
Proto-jet, 226
Pseudo-expériences, 289
Punch-through, 237
Pureté de reconstruction, 190

QCD : Quantum Chromo Dynamics, 7
Quark, 4
Quarks de la mer, 13
Quarks de valence, 13

Région de contrôle, 239
Résolution en énergie, 189
Règle de Feynman, 16
Radiation douce, 226
Rapport de branchement, 56
RDO, 264
Reclustering, 196
Reconstruction, 187

Recovery, 187
Release, 263
Reprocessing, 266

S-shape, 206
Sélection, 250
Scale factor, 211
Scrubbing, 130
Secteur, 3
Section efficace, 17
Sideband, 255
Signal spurieux, 284
Simulation complète, 264
Simulation rapide, 264
Sliding window, 191
Split and Merge, 226
Stabilité colinéaire, 226
Stabilité infrarouge, 226
STVF, 243
Suppression de zéro, 187
SUSY, 84

Tag, 191, 263
Taux de mauvaise étiquetage, 238
Technical stop, 130
Technique d'embedding, 254
Technique multivariée, 251
Template, 254
Test statistique, 280
Théorême optique, 46
Tier, 266
Tier-0, 266
Tier-1, 266
Tier-2, 266
Tier-3, 266
Tight, 188
TMVA, 251
Topocluster, 187
Toys, 289
Transformation de jauge, 17
Transformation de Smirnov, 211
Transition supprimée de Cabibbo, 110
Trial factor, 297
Trigger, 171
TRT standalone, 193
Turn-on curve, 190

UFO, 130
Uncapped p_0, 288
Underlying Event, 130
Unfolding, 402
Uniformité, 190
Upgrade, 174

Variable discriminante, 251
Variable topologique, 251
Veto, 252
Vraisemblance, 280
Vraisemblance profilée, 281

WIMP, 94

Zero suppression, 187