



HAL
open science

Etude expérimentale des performances du module 0 du calorimètre électromagnétique bouchon d'ATLAS. Etude de la corrélation de spin dans la production des paires $t\bar{t}$ au LHC

Luc Hinz

► **To cite this version:**

Luc Hinz. Etude expérimentale des performances du module 0 du calorimètre électromagnétique bouchon d'ATLAS. Etude de la corrélation de spin dans la production des paires $t\bar{t}$ au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2001. Français. NNT: . tel-00001595

HAL Id: tel-00001595

<https://theses.hal.science/tel-00001595>

Submitted on 30 Aug 2002

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.



UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE
AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY
163, avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09



THESE DE DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Luc HINZ

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

Etude expérimentale des performances du module 0
du calorimètre électromagnétique bouchon d'ATLAS.
Etude de la corrélation de spin dans la
production des paires $t\bar{t}$ au LHC

soutenue le 27 juin 2001

devant le jury composé de

M.	E.ASLANIDES	Président du jury
M.	F.BARREIRO ALONSO	Rapporteur
Mme	M.COBAL-GRASSMANN	Rapporteur
M.	D.FOURNIER	
M.	A.ROZANOV	
M.	P.TAXIL	
M.	S.TISSERANT	Directeur de thèse

A mes parents

Remerciements

Je remercie Sylvain Tisserant, mon directeur de thèse, pour ses conseils et pour la justesse de ses propos.

Un merci à Elie Aslanides pour m'avoir accueilli au Centre de Physique des Particules de Marseille et pour sa volonté de vouloir toujours être à l'écoute des doctorants.

J'adresse toute ma gratitude à Marina Cobal-Grassman et Fernando Barreiro pour avoir accepté d'être rapporteur. Merci à Daniel Fournier, Alexandre Rozanov et Pierre Taxil qui composent le jury.

Je tiens également à remercier toute l'équipe du CPPM avec qui j'ai travaillé depuis trois ans : Pierre Barrillon, Chafik Benchouk, Fares Djama, Emmanuel Monnier, Pascal Pralavorio, Dominique Sauvage et bien sur Sylvain. Je tiens aussi à souhaiter bon courage à Pierre pour sa dernière année de thèse au sein du groupe.

L'ensemble du personnel administratif et technique du laboratoire mérite un grand merci pour leur gentillesse, leur aide et leurs compétences.

Un merci aussi à l'équipe pédagogique avec qui j'ai eu la chance d'enseigner durant ces trois dernières années, en incluant mon collègue de bureau, René, qui est un exemple à suivre en matière d'enseignement.

Enfin, un immense merci à Vivien. Je n'oublie pas non plus le reste des aminches : le bientôt tout jeune marié Pierre, Fabien, Jérôme, Guillaume, Axel, Frank et Joffrey, parce qu'on n'a pas souvent l'occasion de remercier les amis de toujours.

Un petit clin d'oeil aussi à tous les thésards et stagiaires du laboratoire, à Fawzia, Tatiana et Rubina, aux jeunes théoriciens d'en-face, à Coralie, Corinne, Véronique, Alain et Hans-Nikolas.

Enfin, le plus beau des remerciements est à adresser à mes parents et à mes soeurs pour leur soutien, leur confiance, leur tendresse et leur amour.

Table des matières

1	La physique auprès de l'expérience ATLAS	4
1.1	Introduction au Modèle Standard	4
1.2	Limite du Modèle Standard	8
1.3	Un modèle au-delà du Modèle Standard : la supersymétrie	9
2	L'expérience ATLAS auprès du LHC	10
2.1	L'anneau à collision de protons du CERN : LHC	10
2.2	Objectifs d'ATLAS	13
2.2.1	Les recherches du boson de Higgs	13
2.2.2	Les recherches de signatures supersymétriques	16
2.2.3	La physique des quarks et leptons lourds	17
2.2.4	La physique des mésons B	19
2.2.5	Les bosons de jauge électrofaible	20
2.2.6	Les autres modèles au-delà du Modèle Standard	20
2.3	Présentation du système de détection de l'expérience ATLAS	21
2.4	Les détecteurs de traces chargées	22
2.4.1	Système d'aimantation	22
2.4.2	Détecteur de vertex	22
2.4.3	Détecteur à micropistes	24
2.4.4	Trajectographe à radiation de transition	25
2.5	La calorimétrie	28
2.5.1	Le calorimètre électromagnétique	28
2.5.2	Les calorimètres hadroniques	30
2.5.3	Le calorimètre avant	35
2.6	Le spectromètre à muons	37
2.7	Le système de déclenchement et acquisition des données	41
3	Le calorimètre électromagnétique bouchon	44
3.1	Le détecteur	44
3.1.1	Les absorbeurs	45
3.1.2	Les électrodes	47
3.1.3	Les espaceurs	50
3.1.4	L'assemblage	52
3.1.5	L'électronique froide	52
3.1.6	Distribution de la haute tension	54

3.2	L'électronique chaude	56
3.2.1	La carte d'électronique frontale	57
3.2.2	La carte de calibration	60
3.2.3	Le châssis "lecture de sortie"	63
4	Performance du Module 0	64
4.1	Description du Module 0	64
4.1.1	Assemblage du module	64
4.1.2	Contrôle du foisonnement	65
4.1.3	Tenue du Module 0 à la haute tension	67
4.1.4	Câblage du module	68
4.1.5	Carte d'efficacité du Module 0	70
4.2	Description du test en faisceau	71
4.2.1	Pré-échantillonneur	71
4.2.2	Cryostat	71
4.2.3	Ligne de faisceau	72
4.2.4	Système de déclenchement et marquage des particules	74
4.2.5	Les chambres à faisceaux	75
4.2.6	Electronique	76
4.2.7	Période et types de prise de données	76
4.2.8	Formes des signaux	77
4.3	Traitement du signal	84
4.3.1	Filtrage optimal : principe théorique de la méthode	85
4.3.2	Bruit et détermination de la matrice d'autocorrélation	88
4.3.3	Calcul des coefficients du filtrage optimal	88
4.3.4	Calibration du détecteur	90
4.3.5	Bases de données	92
4.4	Traitement des données de bruit et calibration	93
4.4.1	Piédestaux et bruit électronique	93
4.4.2	Stabilité de la calibration du Module 0	97
4.4.3	Diaphonie	99
4.5	Traitement des données de physique	110
4.5.1	Reconstruction de l'énergie	110
4.5.2	Dépendance du signal en η	112
4.5.3	Corrections géométriques	115
4.6	Uniformité en η	116
4.6.1	Vue globale de la réponse du Module 0 en η	116
4.6.2	Fuites latérales	120
4.6.3	Modulations en ϕ	122
4.6.4	Résolution en énergie	124
4.7	Uniformité en ϕ	128
4.7.1	Vue globale de la réponse du Module 0 en ϕ	128
4.7.2	Vue détaillée du balayage en ϕ	128
4.7.3	Uniformité en ϕ et résolution en énergie	132
4.8	Solutions pour améliorer l'uniformité	135

4.8.1	Procédure de montage	135
4.8.2	Réduction de la variation de l'inductance	135
4.8.3	Réduction de la diaphonie des cartes mères	137
4.9	Résolution en énergie	138
4.9.1	Description des données	138
4.9.2	Description de l'analyse	138
4.9.3	Mesure du bruit dans les tours de cellules	139
4.9.4	Résultats	140
4.10	Résolution spatiale	149
4.10.1	Extrapolation des traces à la position le calorimètre	149
4.10.2	Alignement de l'extrapolation des chambres à fils avec le détecteur .	150
4.10.3	Résultats	152
4.11	Conclusion sur les performances du Module 0	156
5	Mesure de la corrélation de spin des paires $t\bar{t}$ dans le canal semileptonique dans l'expérience ATLAS	158
5.1	Introduction	158
5.2	Production des paires $t\bar{t}$	159
5.3	Désintégration du quark top	161
5.4	Expression de la corrélation de spin	164
5.5	Effet de la corrélation de spin dans les distributions angulaires des produits de désintégration du canal dileptonique : $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \ell^+\nu b\ell^-\bar{\nu}\bar{b}$. . .	165
5.6	Effets de la corrélation de spin dans les distributions angulaires des produits de désintégration du le canal semileptonique : $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \ell\nu bj\bar{j}b$. . .	169
5.6.1	Selection des événements	169
5.6.2	Effet de la corrélation de spin sans radiation ni bruit de fond	169
5.6.3	Effet de la corrélation de spin en incluant les radiations et le bruit de fond	171
5.7	Signature d'une nouvelle physique	178
5.8	Conclusion et perspective	182

Chapitre 1

La physique auprès de l'expérience ATLAS

1.1 Introduction au Modèle Standard

Les phénomènes observables à l'échelle des particules sont décrits par le modèle électrofaible ($SU(2)_L \times U(1)_Y$ unification de l'interaction électromagnétique et faible [1]) et la chromodynamique quantique ($SU(3)$). Y est l'hypercharge et permet d'incorporer l'électromagnétisme. Elle est définie par : $Q = I_3 + Y/2$, où Q est la charge et I_3 l'isospin. Les valeurs de la charge, de l'isospin et de l'hypercharge sont référencées dans le tableau 1.1 pour la première génération de quarks et leptons.

$SU(3)$ décrit les interactions fortes des quarks et gluons de couleur, $SU(2)_L$ décrit la symétrie de jauge qui agit sur les fermions gauches et $U(1)$ décrit les interactions électromagnétiques. Cette description des particules et de leurs interactions est appelée Modèle Standard. Les fermions du Modèle Standard sont classés (tableau 1.2) en trois familles de leptons (chargés et neutres) et quarks (charges opposées), et en deux catégories d'isospin : un doublet d'isospin faible $I = 1/2$ (chiralité gauche L) et un singulet d'isospin $I = 0$ (chiralité droite R).

	Q	I	I_3	Y
ν_{eL}	0	1/2	1/2	-1
e_L	-1	1/2	-1/2	-1
u_L	2/3	1/2	1/2	1/3
d_L	-1/3	1/2	-1/2	1/3
e_R	-1	0	0	-2
u_R	2/3	0	0	4/3
d_R	-1/3	0	0	-2/3

TAB. 1.1: Nombres quantiques électrofaible de la première génération de quarks et leptons.

Classement des fermions			
Fermions gauches doublet $I = 1/2$		Fermions droits singulet $I = 0$	
leptons	quarks	leptons	quarks
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	e_R	u_R, d'_R
$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	μ_R	c_R, s'_R
$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	τ_R	t_R, b'_R

TAB. 1.2: Classement des fermions par famille et chiralité. (d', s', b') sont les états propres de l'interaction faible reliés à (d, s, b) états propres de l'interaction faible par la matrice CKM [2].

Modèle électrofaible

La construction du Lagrangien électrofaible invariant sous transformation de jauge conduit à l'introduction de 3 bosons vecteurs pour $SU(2)_L$ et un boson vecteur pour $U(1)_Y$, tous de masse nulle. On définit ces bosons par W_μ^l ($l = 1, 2, 3$) et B_μ . Les constantes de couplage pour $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ sont respectivement notées g_2 et g_1 .

Le Lagrangien électrofaible s'écrit :

$$L = L_{\text{boson}} + L_{\text{matière}} \quad (1.1)$$

avec

$$L_{\text{boson}} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^l W^{l\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

où

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.3)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.4)$$

Le Lagrangien fermionique, invariant sous transformation de jauge, requière également que les fermions aient une masse nulle. Les fermions gauches sont notés $\Psi_f^L = (\psi_{f,+}^L, \psi_{f,-}^L)$ (f désigne la famille du fermion, $+$ ou $-$ le type du fermion), et les fermions droits sont notés $\Psi_f^R = \psi_{f,\sigma}^R$ ($\sigma = \pm$). Pour un neutrino à masse nulle $\psi_{l,+}^R = 0$. En utilisant ses notations, le Lagrangien fermionique s'écrit :

$$L_{\text{matiere}} = \sum_{f,\sigma} \bar{\Psi}_f^L i\gamma^\mu D_\mu^L \Psi_f^L + \psi_{f,\sigma}^R i\gamma^\mu D_\mu^R \psi_{f,\sigma}^R \quad (1.5)$$

D_μ est la dérivée covariante et vaut :

$$D_\mu^L = \partial_\mu - ig_2 \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{Y^L}{2} B_\mu \quad (1.6)$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y_\sigma^R}{2} B_\mu \quad (1.7)$$

où τ^a est un élément de la matrice de Pauli.

Afin de donner une masse aux particules, il est nécessaire de briser la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ par l'introduction d'un doublet de Higgs $\phi = (\phi^+, \phi^0)$ [3] en auto-interaction via un potentiel $V = \mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4$. On suppose l'état fondamental du bosons de Higgs tel que le potentiel soit minimum et non nul. On choisit $|\phi|^2 = -\mu^2/(2\lambda) = v^2/2$, où v caractérise l'échelle de brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Dans le cas d'une jauge unitaire, le champs de Higgs est neutre et l'on pose : $\phi = 1/\sqrt{2}(0, v + H)$.

Le Lagrangien du champ de Higgs est :

$$L_\phi = |D_\mu \phi|^2 - V(|\phi|^2) \quad (1.8)$$

où la dérivée covariante D_μ est :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_2 \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{Y_\phi}{2} B_\mu \quad (1.9)$$

avec $Y_\phi = 1$ l'hypercharge du doublet de champs scalaire.

En développant ce Lagrangien, on trouve la masse du boson de Higgs et des bosons de l'interaction faible W^\pm et Z . Les relations entre les bosons de l'interaction faible/électromagnétique (A) et les champs W_μ^a et B_μ de masse nulles sont :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.10)$$

$$W_\mu^3 = \cos \theta_W Z_\mu + \sin \theta_W A_\mu \quad (1.11)$$

$$B_\mu = -\sin \theta_W Z_\mu + \cos \theta_W A_\mu \quad (1.12)$$

où $\sin^2 \theta_W = g_1^2/(g_1^2 + g_2^2)$ et $\cos \theta_W = (g_2/g_1) \sin \theta_W$. Les masses des différents bosons qui découlent de L_ϕ sont :

$$M_H = \sqrt{2}\mu \quad (1.13)$$

$$M_W = \frac{1}{2}g_2 v \quad (1.14)$$

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2} \quad (1.15)$$

La masse des fermions apparaît ainsi naturellement dans le Lagrangien fermionique, appelé Lagrangien de Yukawa :

$$L_{\text{Yukawa}} = - \sum_{f=e,\mu,\tau,d,s,b} \frac{g_f}{\sqrt{2}} \left(\bar{\Psi}_f^L H \psi_{f,-}^R + \bar{\psi}_{f,-}^R H \Psi_f^L \right) - \sum_{f=u,c,t} \frac{g_f}{\sqrt{2}} \left(\bar{\Psi}_f^L H \psi_{f,+}^R + \text{h.c.} \right) \quad (1.16)$$

où g_f est le couplage de Yukawa et est relié à la masse du fermion f par $m_f = g_f v/\sqrt{2}$.

Mais les états propres de masses des quarks ne sont pas les mêmes que les états propres faibles. La matrice CKM (V) permet d'avoir une relation entre les deux états. Kobayashi et Maskawa ont paramétrisé cette matrice en 1973 en généralisant le cas à quatre quarks donné uniquement par l'angle de Cabibbo [2] au cas de six quarks. Cette matrice unitaire a été par la suite paramétrisée par Wolfenstein [4]. La paramétrisation

de Wolfenstein est une approximation qui permet d'exprimer l'ensemble des éléments de la matrice CKM à l'aide de quatre paramètres, en développant les éléments de matrice par des puissances de λ définie comme le sinus de l'angle de Cabibbo (~ 0.22).

La matrice CKM s'applique sur les quarks de charge $-1/3$:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Dans le Lagrangien de Yukawa, la matrice CKM intervient avec le courant chargé $\bar{\psi}_{u,c,t}^L \gamma^\mu \psi_{d,s,b}^L W_\mu^+ + \text{h.c.}$ Cette matrice conduit à une hiérarchie dans la désintégration par courant chargé. Il existe ainsi des transitions dites favorisées (entre quark de même famille) et des transitions supprimées (entre les quarks de la première et troisième famille ($u - b$ ou $t - d$) qui dépend des valeurs de V_{ij} . Par exemple, $|V_{tb}| = 0.9993$, $|V_{ts}| = 0.043$ et $|V_{td}| = 0.005$ [5]. Donc, la désintégration d'un top par courant chargé générera un quark b dans la majorité des cas.

De plus, la violation de CP s'exprime dans la matrice CKM par une phase qui s'exprime dans les éléments de matrice des deux premières familles de quark.

Enfin, il existe 13+4 paramètres dans le Modèle Standard électrofaible (si $m_\nu = 0$) : $g_1, g_2, \mu, \lambda, g_f$ et les quatre paramètres de la matrice CKM.

Chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie des champs de jauge qui décrit les interactions fortes des gluons et des quarks (composante $SU(3)$ du Modèle Standard). Dans cette théorie, il existe un nombre quantique appelé couleur qui permet de décrire un quark dans trois états de couleur (rouge, bleu, vert) différents et un gluon dans huit états de couleur différents. Les hadrons, combinaison de quarks, d'anti-quarks et de gluons, sont des singulets de couleur.

Le Lagrangien QCD s'écrit :

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(a)} F^{(a)\mu\nu} + i \sum_q \bar{\psi}_q^i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \psi_q^j - \sum_q m_q \bar{\psi}_q^i \psi_{qi} \quad (1.18)$$

avec

$$F_{\mu\nu}^{(a)} = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.19)$$

et

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu - i g_s \sum_a \frac{\lambda_{ij}^a}{2} A_\mu^a \quad (1.20)$$

où ψ_q^i est le spineur de Dirac associé à chaque champ de quark de couleur i et de saveur q , g_s est la constante de couplage QCD, f_{abc} sont les constantes de structure de l'algèbre de Lie $SU(3)$ [6], et A_μ^a sont les champs de Yang-Mills (8 gluons).

La constante de couplage effective $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ est une fonction de l'échelle d'énergie μ avec la relation suivante :

$$\mu \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu} = -\frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_s^2 - \frac{\beta_1}{4\pi^2} \alpha_s^3 - \frac{\beta_2}{64\pi^3} \alpha_s^4 \dots \quad (1.21)$$

où

$$\begin{aligned} \beta_0 &= 11 - \frac{2}{3}n_f \\ \beta_1 &= 51 - \frac{19}{3}n_f \\ \beta_2 &= 2857 - \frac{5033}{9}n_f + \frac{325}{27}n_f^2 \end{aligned}$$

n_f est le nombre de quarks dont la masse est inférieure à l'échelle d'énergie μ . La solution α_s de cette équation est :

$$\begin{aligned} \alpha_s(\mu) &= \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{2\beta_1 \ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]}{\beta_0^2 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} + \frac{4\beta_1^2}{\beta_0^4 \ln^2(\mu^2/\Lambda^2)} \times \left(\left(\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)] - \frac{1}{2} \right)^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\beta_2 \beta_0}{8\beta_1^2} - \frac{5}{4} \right) \right] \end{aligned}$$

où Λ est arbitraire. La constante de couplage effective α_s tend vers 0 lorsque l'échelle d'énergie μ est très grande. Elle illustre les propriétés des quarks et des gluons. A faible énergie, les quarks et les gluons sont confinés, ils n'existent que dans un état lié.

Cette propriété des quarks va générer, lors de la production d'un quark, un jet de particules hadronique appelé hadronisation. Seul le quark top déroge à la règle (chap. 5) : le top va se désintégrer avant de se hadroniser. Il est donc ainsi possible d'avoir accès à des propriétés comme le spin et les mesurer via les produits de désintégration.

1.2 Limite du Modèle Standard

Bien que le Modèle Standard décrive les particules élémentaires et leurs interactions comme l'ont prouvé les observations, des questions restent sans réponse. En particulier, il ne permet pas d'unifier les interactions électrofaible et forte. Les constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie ne convergent pas vers une même valeur.

Le problème de la hiérarchie des masses constitue un autre argument fort en faveur d'une extension au modèle. Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs induisent une divergence de la théorie. Cependant un étalonnage précis des équations du groupe de renormalisation permet de contenir cette divergence, mais cela ne peut pas constituer une satisfaction en faveur du Modèle Standard.

De plus, des modèles incluant l'existence d'une sous-structure des particules dites aujourd'hui élémentaires ont été développées comme des extensions au Modèle Standard. D'autres encore prennent en compte l'existence d'une quatrième famille de fermions.

Le modèle qui est aujourd'hui le plus prometteur comme une possible extension du Modèle Standard est le modèle SUPERSYmétrique qui est brièvement présenté maintenant.

1.3 Un modèle au-delà du Modèle Standard : la supersymétrie

La supersymétrie [7] a été introduite pour décrire les particules du Modèle Standard dans un seul groupe de jauge. Elle est basée sur l'algèbre supersymétrique qui est une extension de l'algèbre de Poincaré, permettant d'introduire naturellement la gravité dans la théorie (SUGRA).

Pour ce faire, le modèle supersymétrique prédit l'existence de nouvelles particules que l'on appelle partenaires supersymétriques des fermions et des bosons "standard" (sleptons, squarks, gluinos, photinos, higgsinos et winos) avec un spin différent d'une demi unité, les autres nombres quantiques étant identiques. Les superpartenaires ont également une masse égale, avant la brisure de symétrie, à celle de leur partenaires standard.

Cette théorie permet de résoudre le problème de la hiérarchie des masses en conservant un nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques égaux, contenant ainsi les contributions radiatives. Elle permet également de faire converger les constantes de couplages vers une même valeur en vue d'une unification des interactions.

Cependant, les partenaires supersymétriques n'ont pas encore été observés, indiquant que leurs masses sont supérieures aux énergies atteintes par les collisionneurs. Cette différence de masse est expliquée par une brisure de la supersymétrie.

Les recherches pour mettre en évidence la supersymétrie se limitent souvent au modèle supersymétrique minimal (MSSM). Ce modèle est une extension du Modèle Standard basée sur le même groupe de jauge que le Modèle Standard. Le mécanisme de Higgs est assuré par l'introduction de deux doublets de Higgs (Φ_1, Φ_2). La brisure est dite disymétrique et permet de donner une masse aux particules, comme dans le Modèle Standard, et de permettre aux superpartenaires d'avoir une masse différente de leur partenaire standard. On caractérise généralement la disymétrie par la variable $\tan\beta$ qui s'exprime comme le rapport des échelles de brisures de symétries v_1 et v_2 associées respectivement à Φ_1 et Φ_2 : $\tan\beta = v_1/v_2$.

La brisure de symétrie génère 5 bosons de Higgs massifs : h, H, A et H^\pm . La masse des fermions est introduite comme dans le Modèle Standard : par le couplage de Yukawa.

Ce processus de brisure de symétrie génère un grand nombre de paramètres (105) caractérisant les masses, les couplages et la manière dont s'opère la brisure de symétrie. Dans le MSSM, les paramètres sont fixés par des critères phénoménologiques, comme des contraintes sur la masse des squarks (de l'ordre de $M_{SUSY} \sim 1 \text{ TeV}/c^2$), sur la masse des higgsino ($< M_{SUSY}$) ou encore sur des caractéristiques de mélange, par exemple entre le stop et le sbottom. On arrive ainsi à diminuer le nombre de paramètres supersymétriques à deux : $\tan\beta$ et m_A .

Chapitre 2

L'expérience ATLAS auprès du LHC

2.1 L'anneau à collision de protons du CERN : LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) [8, 9] est le futur collisionneur de protons du CERN. Il sera construit dans le tunnel du LEP et sa mise en service est prévue pour l'année 2006.

De la production à la collision, les protons seront successivement accélérés par le Linac — accélérateur linéaire —, le Booster — circulaire —, le PS — Synchrotrons à Proton — et le SPS — Super Synchrotron à Protons. Ils auront des énergies, à la sortie de chaque accélérateur, de 50 MeV, 1 GeV, 26 GeV et 450 GeV. Le LHC portera finalement l'énergie des protons jusqu'à 7 TeV, assurant une énergie au centre de masse de 14 TeV. Les principales caractéristiques du LHC sont répertoriées dans le tableau 2.1. Le LHC fonctionnera également comme collisionneur d'ion lourd, avec une énergie dans le centre de masse de 1.15 TeV pour du plomb, et ce à partir de 2007, après la première année de prise de donnée de collision p-p à basse luminosité.

Les deux faisceaux de protons seront confinés dans deux tubes et se croiseront dans 4 expériences : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE. La figure 2.1 présente le LHC avec la position des 4 expériences.

Le fait d'utiliser deux faisceaux de protons plutôt que des faisceaux $p - \bar{p}$ permet d'augmenter la luminosité mais cela demande la mise en œuvre de moyens technologiques plus compliqués. Sous l'effet d'un champ magnétique, les particules et les antiparticules vont avoir une trajectoire circulaire avec une direction de courbure opposée. Dans un collisionneur $p - \bar{p}$, on peut donc appliquer un champ magnétique identique pour les deux particules circulants en sens inverse.

Pour le LHC, il a donc fallu concevoir des dipôles magnétiques qui permettent de courber en même temps les deux faisceaux de protons. Les champs doivent avoir la même intensité mais une direction opposée.

Autre défi technologique : le champ magnétique doit être suffisamment élevé pour garder les protons accélérés jusqu'à 7 TeV sur la trajectoire circulaire des tubes. Ainsi il a fallu faire appel à la technologie des supra-conducteurs. Les dipôles magnétiques seront donc installés dans un cryostat où ils baigneront dans de l'hélium liquide, ceci pour que les bobines supra-conductrices puissent produire des champs jusqu'à 8.3 Teslas.

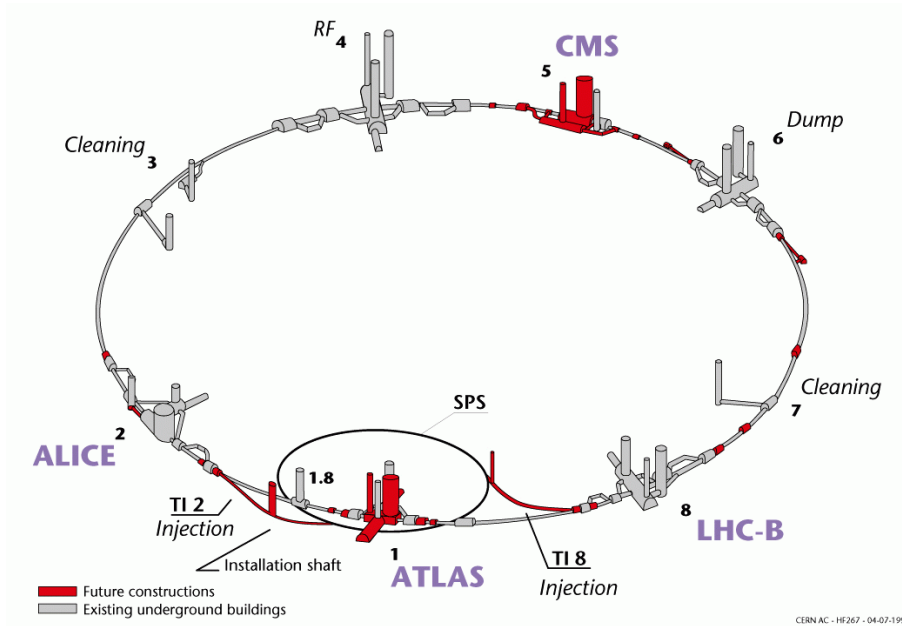


FIG. 2.1: Vue d'ensemble du LHC avec les quatre expériences : ATLAS, CMS, LHC-B et ALICE.

Le LHC disposera d'une luminosité élevée. Elle sera de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ durant les trois premières années de fonctionnement puis passera à $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (luminosité nominale). La luminosité maximale que l'on pourra atteindre sera de $2.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

La luminosité intégrée sur un an, équivalent à 100 jours de collisions, sera de 10 fb (100 fb) pour les périodes de basse (haute) luminosité instantanée, ce qui donnera aux différentes expériences du LHC la possibilité d'étudier des canaux rares de physiques.

Pour atteindre ces hautes luminosités, la fréquence des croisements des faisceaux sera de 40 MHz, ce qui correspond à un intervalle de temps de 25 ns entre deux paquets de protons. Un faisceaux sera composé de 2835 paquets, chacun ayant un nombre de protons égal à 1.1×10^{11} (luminosité nominale).

Il se produira une vingtaine interactions à chaque croisement de faisceaux, soit environ 8×10^8 événements par secondes [9]. Ces nombreuses interactions se comportent comme un bruit de fond et est appelé empilement.

Dans cet environnement à fort taux de radiation, il faut construire des détecteurs qui soient résistants aux radiations. Le temps très court entre deux croisements de faisceaux (25 ns) demande aux détecteurs d'être capable de gérer un flot important de données (lecture ou électronique rapide, mémoires temporelles). L'électronique et les détecteurs doivent également contribuer à limiter l'influence du bruit d'empilement (choix des constantes de temps de l'électronique, multiplicité des canaux des détecteurs) et le système de déclenchement doit être capable de sélectionner les événements rares de physique dans le nombre important d'événements "minimum-bias".

Le LHC a été conçu comme une machine à découverte. Sa luminosité et l'énergie

Circonférence de l'accélérateur	26.66 km
Énergie par faisceau	7 TeV
Luminosité instantannée (nom.)	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Nombre de paquets	2835
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Distance entre paquets	$24.95 \text{ ns} \longleftrightarrow 7.48 \text{ m}$
Fréquence de révolution	11.246 kHz
Angle de croisement des faisceaux	$200 \mu\text{rad}$
Écart type du rayon de la zone d'interaction	$15 \mu\text{m}$
Écart type de la longueur de la zone d'interaction	5.3 cm
Temps de vie du faisceau(perte en 1/e)	22 heures
Temps de vie de la luminosité	10 heures
Perte d'énergie par tour	6.7 keV
Puissance totale rayonnée par faisceau	3.8 keV
Champ magnétique dipolaire (max)	8.33($\sim 9 - 10$) Teslas

TAB. 2.1: *Principales caractéristiques du LHC.*

dans le centre de masse en font un appareil au potentiel élevé pour la découverte du boson de Higgs, par exemple, ou de la recherche de particules supersymétriques. Mais les caractéristiques des collisions hadroniques (bruit d'empilement) ne font pas du LHC un appareil de mesures précises. La statistique élevée du LHC fait que le champ des recherches en physique des particules sera très large. De part la conception de ses détecteurs — deux expériences dites généraliste (ATLAS et CMS) complétés par deux expériences dédiés à un domaine spécifique de la physique des particules : LHCb pour l'étude de la violation de CP dans les mésons B et ALICE pour l'étude des plasmas quark-gluon —, on pourra y étudier aussi bien la physique des bosons de Higgs, du top, du b et la supersymétrie que la violation de CP ou le plasma quark-gluon.

2.2 Objectifs d'ATLAS

Les détecteurs d'ATLAS ont été conçus afin de faire face aux contraintes imposées par le LHC. Ils ont également été optimisés afin de permettre au LHC de mener un programme de recherche [10, 11] varié et ambitieux.

Les différentes études du boson de Higgs (sect. 2.2.1) imposent des détecteurs à hautes résolutions pour la mesure des électrons, photon et muons. Une excellente détection des vertex secondaires pour les quarks b et les τ est requise. De plus, il est essentiel d'avoir une bonne mesure des jets et de l'énergie transverse manquante afin d'explorer le domaine le plus large possible des masses du boson de Higgs.

Les recherches de particules supersymétriques (sect. 2.2.2) imposent un détecteur hermétique et une mesure précise de l'énergie transverse manquante. Un étiquetage efficace des quarks b à haute luminosité est également requis.

Pour les études dites plus standard, comme la physique du top, les mesures de couplage des bosons de jauge, la violation de CP et la détermination du triangle d'unitarité CKM, il faut pouvoir déterminer précisément les vertex secondaires et reconstruire les états finaux entièrement avec des particules ayant une petite impulsion transverse et un déclenchement sur les leptons de basse impulsion transverse.

La recherche de nouveaux bosons de jauge lourds nécessite des mesures de leptons précises et une identification des charges efficace pour des leptons avec des impulsions transverses élevées (de l'ordre du TeV).

Enfin, les signatures des quarks composites requièrent des détecteurs capables de mesurer des jets à très haute impulsion transverse.

2.2.1 Les recherches du boson de Higgs

Boson de Higgs standard

Suite aux récents résultats précédents l'arrêt du LEP (fin 2000) concernant la possibilité de l'existence d'un boson de Higgs avec une masse autour de $114 \text{ GeV}/c^2$ [12], les recherches sur ATLAS vont être dans un premier temps particulièrement focalisées autour de cette énergie. Actuellement, les limites inférieures sur la masse du Higgs par mesure directe au LEP sont de $110.6 \text{ GeV}/c^2$, $114.3 \text{ GeV}/c^2$, $109.7 \text{ GeV}/c^2$ et $107.0 \text{ GeV}/c^2$ respectivement pour ALEPH [12], DELPHI [13], OPAL [14] et L3 [15].

Il existe principalement quatre canaux de recherche d'un boson de Higgs de faible masse ($< 200 \text{ GeV}/c^2$) : $H \rightarrow \gamma\gamma$ (production directe ou associé avec un W , Z ou une paire $t\bar{t}$), $H \rightarrow b\bar{b}$ (WH , ZH et $t\bar{t}H$), $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ et $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$. Le spectre de masse est complété par deux autres canaux : $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\bar{\ell}\nu\bar{\nu}$ et $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ jusqu'à $1 \text{ TeV}/c^2$. La figure 2.2 montre le potentiel de découverte du boson de Higgs sur ATLAS pour trois ans à basse luminosité et un an à haute luminosité. La ligne en pointillé représente une signification statistique de 5σ .

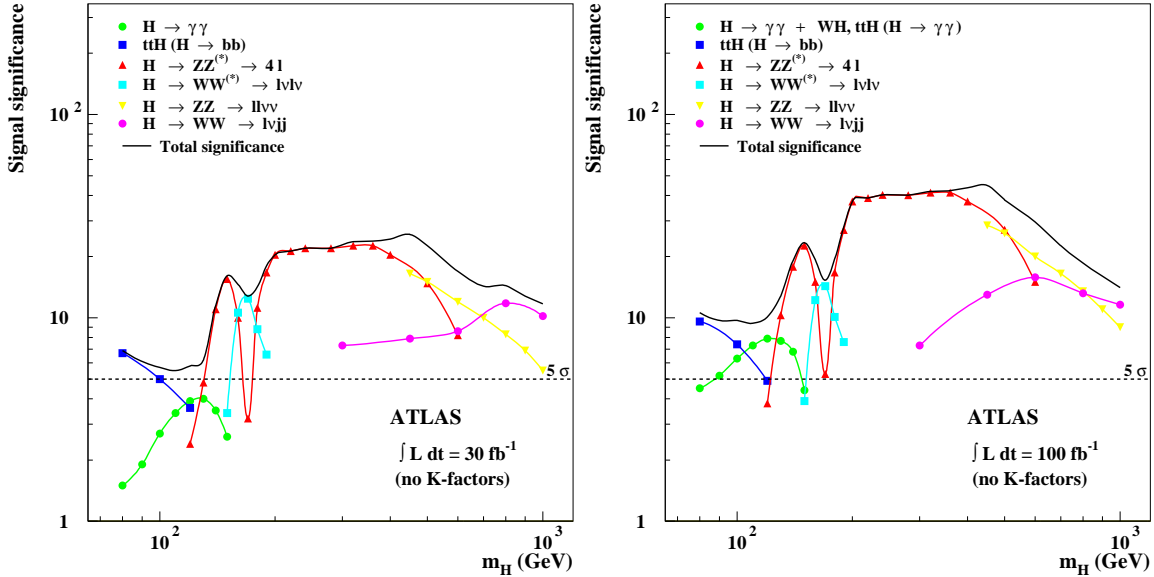


FIG. 2.2: Potentiel de découverte du boson de Higgs (Modèle Standard) pour trois ans à basse luminosité (gauche) et un an à haute luminosité (droite).

Canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ Le canal de désintégration du boson de Higgs en deux photons est un processus rare qui permet de balayer un intervalle de masse allant de $100 \text{ GeV}/c^2$ à $150 \text{ GeV}/c^2$. Ce canal nécessite un calorimètre électromagnétique performant : une excellente résolution en énergie et angulaire est requise afin d'observer la distribution de masse du boson de Higgs dans le bruit de fond $\gamma\gamma$ élevé ($q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow \gamma\gamma$ et le bremsstrahlung de quark $qg \rightarrow q\gamma \rightarrow q\gamma\gamma$). La figure 2.3 présente la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ reconstruite pour un boson de Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$ pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

On peut améliorer la signification statistique en étudiant la production du boson de Higgs associé avec un W , Z ou une paire $t\bar{t}$, même si ces productions sont presque cinquante fois plus faibles que la production directe [16].

Canal $H \rightarrow b\bar{b}$ Les recherches d'un boson de Higgs se désintégrant en paire $b\bar{b}$ sont effectuées en utilisant des canaux où le boson est produit avec un W , Z ou une paire $t\bar{t}$ car la production directe $q\bar{q} \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ est difficilement distinguable du bruit de fond QCD. Le domaine d'étude de ce canal se limite aux masses jusqu'à $120 \text{ GeV}/c^2$ car la section efficace décroît (quand m_H croît) plus vite que la production de bruit de fond.

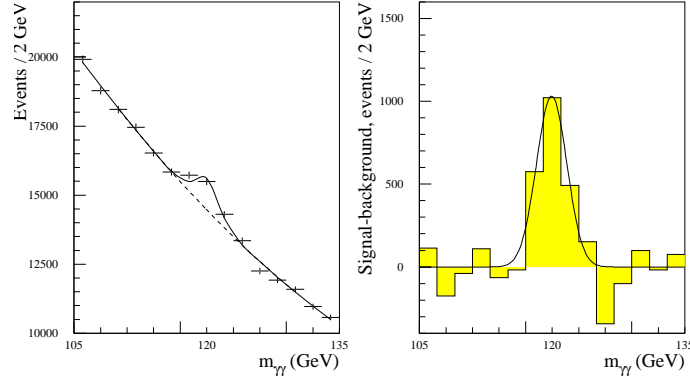


FIG. 2.3: Signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ attendu pour $m_H=120$ GeV et pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . A gauche, le signal est présenté avec le bruit de fond irréductible et à droite après soustraction de ce bruit de fond.

Pour ces études, il est nécessaire d'avoir un excellent étiquetage des b et une bonne reconstruction des paires de jets b . Ainsi, il est possible de découvrir le boson de Higgs avec plus de 5σ de signification statistique sur tout l'intervalle (principalement grâce au canal $t\bar{t}H$).

Canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ Ce canal est dédié à la recherche du boson de Higgs dans un intervalle de masse de $120 \text{ GeV}/c^2$ à deux fois la masse du Z . La section efficace est plus élevée que pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ et augmente jusqu'à $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$ [17]. Ce canal permet d'avoir une signature propre du boson de Higgs avec un état final à quatre leptons chargés ($eeee$, $ee\mu\mu$ ou $\mu\mu\mu\mu$ sont considérés). Dans ce canal, le bruit de fond est aisément réduit [18] menant à une découverte du Higgs avec une signification statistique supérieure à 5σ de $125 \text{ GeV}/c^2$ à $180 \text{ GeV}/c^2$ jusqu'à 15.5 (22.6) pour $m_H=150 \text{ GeV}/c^2$ pour trois (un) ans à basse (haute) luminosité.

Canal $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \nu l \nu l$ Ce canal permet de compléter le spectre de masse notamment autour de $m_H=170 \text{ GeV}/c^2$ où la signification statistique du canal précédent est minimale (fig. 2.2) due à une section efficace minimale. Ce canal permet de couvrir un intervalle de masse de $150 \text{ GeV}/c^2$ à $190 \text{ GeV}/c^2$ avec une signification statistique supérieure à 5σ et jusqu'à 10.3 (12.7) σ pour 30 (100) fb^{-1} dans le cas d'un boson de Higgs avec une masse de $170 \text{ GeV}/c^2$.

Canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ Ce canal est le plus intéressant dans l'intervalle de masse allant de $180 \text{ GeV}/c^2$ à $700 \text{ GeV}/c^2$ puisqu'il permet aisément d'atteindre une signification statistique de découverte de 7.8σ (15σ) pour 30 (100) fb^{-1} , avec un potentiel maximum de 25σ (47σ) pour $m_H=360 \text{ GeV}/c^2$ [19].

Boson de Higgs de masse élevée Pour ce cas — $m_H > 700 \text{ GeV}/c^2$ — il y a principalement les canaux suivants :

- $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ et $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ qui permettent de distinguer le signal du bruit de fond avec plus de 5σ de signification statistique [20].
- $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ qui n'est pas un canal complémentaire au canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ (taux de production environ six fois plus faible) mais qui permet de confirmer l'observation d'un signal.

Ainsi, l'expérience ATLAS au LHC est sensible à l'existence du boson de Higgs standard avec une haute signification statistique pour une masse comprise entre $100 \text{ GeV}/c^2$ et $1 \text{ TeV}/c^2$. De plus, ATLAS peut également mesurer quelques paramètres du boson Higgs : sa masse avec une précision de 0.1% sur un intervalle $80 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 400 \text{ GeV}/c^2$ [21], sa largeur Γ_H avec une précision de 6% pour $300 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 700 \text{ GeV}/c^2$ [22] (pour des masses inférieures, la résolution des détecteurs apporte une contribution non négligeable à la largeur du pic du signal), son taux de production avec une précision de 10% [23] et les couplages et rapports de branchement les plus importants avec une précision de 25% [24], l'ensemble de ces paramètres étant mesurés pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

Cependant, il existe une incertitude concernant l'estimation du bruit de fond QCD au LHC. Les études qui seront effectuées au Tevatron durant le Run II nous permettront de mieux comprendre et estimer ce bruit de fond.

Boson de Higgs MSSM

La recherche d'un boson de Higgs dans le secteur MSSM est assez complexe car il existe un large spectre de signaux possibles. Dans ce modèle, il existe deux bosons de Higgs chargés et trois neutres (cf sect. 1.3). On peut exprimer les masses et les couplages des différents bosons à l'aide de deux paramètres : $\tan\beta$ et m_A .

Si les particules supersymétriques sont trop massives alors les bosons de Higgs du MSSM se désintègrent en particules du Modèle Standard ($h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$, $H/A \rightarrow \tau\tau$, $H/A \rightarrow \mu\mu$, $H/A \rightarrow t\bar{t}$, $A \rightarrow Zh$, $H \rightarrow hh$). Dans le cas contraire, c'est-à-dire si les particules supersymétriques sont suffisamment légères, alors les modes de désintégration standards sont supprimés.

Les études qui ont été menées sur le potentiel de découverte des Higgs MSSM [25] concernent principalement les désintégrations standards. La figure 2.4 montre la sensibilité d'ATLAS à la découverte des bosons de Higgs MSSM pour 30 fb^{-1} et 300 fb^{-1} .

2.2.2 Les recherches de signatures supersymétriques

Outre les recherches concernant le boson de Higgs, qu'il soit standard ou supersymétrique, le LHC permettra à l'expérience ATLAS de tester la supersymétrie — différents modèles pourront y être testés, comme le MSSM (Minimal SuperSymmetric Model), SUGRA (SuperGravity) [26], GMSB (Gauge Mediated SUSY Breaking) [27] ou les modèles de brisure de la R-parité [28] — en recherchant d'autres particules supersymétriques, comme les gluinos et squarks qui sont produits avec une section efficace comparable au bruit de fond du Modèle Standard pour un même Q^2 . Les gluinos se désintègrent ensuite, par étapes, en neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ également appelé LSP (Lightest SUSY Particle) qui interagit très faiblement avec la matière. Ces cascades de désintégrations conduisent à

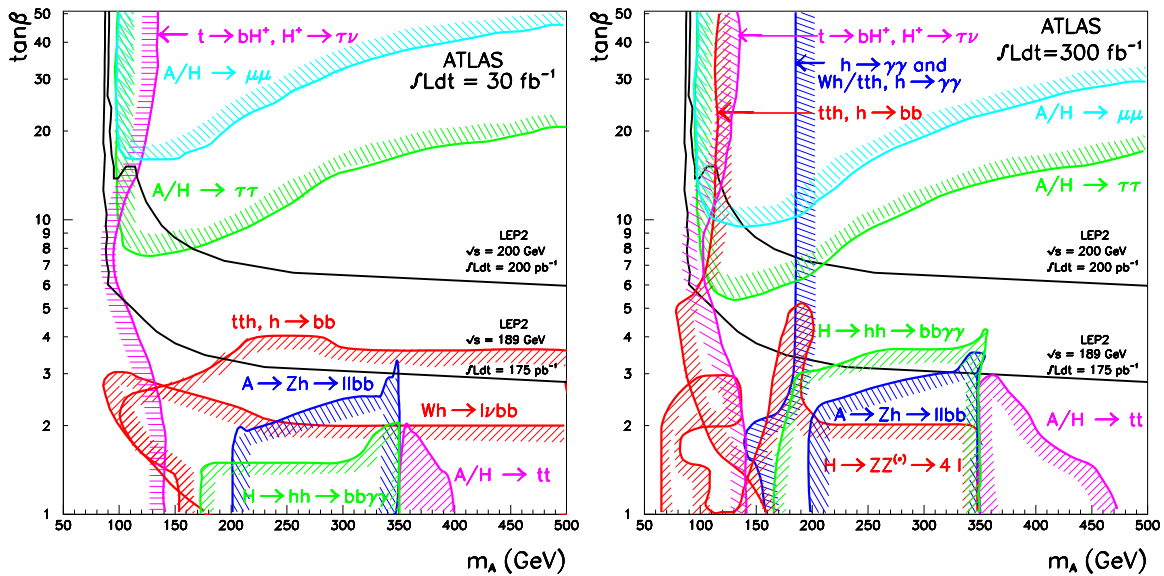


FIG. 2.4: Potentiel de découverte des bosons de Higgs du Modèle SuperSymétrique Minimal pour trois ans à basse luminosité (gauche) et trois ans à haute luminosité (droite). Ce potentiel est donné en fonction des paramètres m_A et $\tan \beta$. La ligne continue signifie une découverte à 5σ . Ces figures incluent les limites du LEP.

une multitude de signatures impliquant des jets, des leptons, des photons, des bosons W et Z et de l'énergie manquante due aux LSP et neutrinos sortant du détecteur sans interagir. Avec de telles signatures, il est relativement facile de séparer les signaux supersymétriques du bruit de fond du Modèle Standard. La principale difficulté d'ATLAS ne sera pas de découvrir la Supersymétrie (si l'échelle d'énergie est atteignable), mais de séparer les différents processus supersymétriques qui peuvent se présenter, de mesurer les masses et les autres propriétés des particules SUSY [29].

2.2.3 La physique des quarks et leptons lourds

Un autre axe de physique important au LHC concerne l'étude du quark top. En effet, le LHC sera une véritable usine à top qui nous permettra de couvrir un vaste domaine d'étude comme mesurer très précisément sa masse et ses différentes propriétés.

Découvert au Tevatron en 1993 [139, 140], le quark top est connu aujourd'hui avec une masse de 174.3 ± 5.1 GeV [141]. En comparant avec le Tevatron, la section efficace de production des quarks top par la production de paires $t\bar{t}$ sera environ cent fois plus grande au LHC. La figure 2.5 présente la section efficace de production de paire de quarks lourds au LHC. Pour une masse égale à celle du top, la section efficace de production (NLO) est de 833 pb^{-1} [30]. Théoriquement, le LHC nous permet d'étudier des quarks lourds jusqu'au TeV, c'est-à-dire qu'il est possible de rechercher l'existence d'une quatrième génération de quark. Environ mille paires de quarks de $900 \text{ GeV}/c^2$ devraient être produits par an à basse luminosité au LHC si un tel quark devait exister.

On peut également produire des quarks top seuls par fusion gluon-W, par production

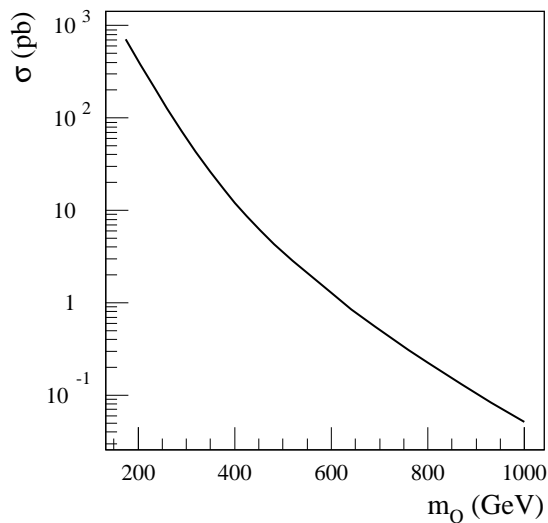


FIG. 2.5: Section efficace de production de paires de quarks lourds prédite au LHC en fonction de la masse du quark m_Q .

Wt ou par processus W^* . Le processus dominant est la fusion gluon- W environ 3.5 fois plus faible que la production de paires $t\bar{t}$. Les deux autres canaux sont environ 14 et 80 fois plus faibles respectivement par rapport aux paires $t\bar{t}$ [31].

Ainsi, dans l'étude des quarks lourds, on peut distinguer deux axes de recherches : *i*) les mesures précises des propriétés du quark top, comme sa masse [32] avec une précision de $2 \text{ GeV}/c^2$, les corrélations de spin (cf chap. 5), la désintégration et les couplages du top (rapport de branchement $t \rightarrow bX$ et mesure de V_{tb} , désintégrations rares comme $t \rightarrow H^+b$, $t \rightarrow WbZ$, $t \rightarrow WbH$, par FCNC comme $t \rightarrow Zq$, $t \rightarrow \gamma q$ ou $t \rightarrow gq$ [33]), *ii*) mesurer la possible existence d'une quatrième famille de quark, même si les données du LEP et du SLC impliquent que seul trois familles existent. L'existence de cette quatrième famille (avec des neutrinos lourds) n'est cependant pas totalement exclue et des modèles ont été élaborés pour inclure cette famille supplémentaire [34].

Parallèlement à la recherche de nouveaux quarks lourds, on pourra également mener des recherches sur les leptons lourds [35]. Plusieurs modèles, comme par exemple les modèles composés [36], les modèles de symétrie gauche-droite [37], GUT [38], les modèles technicouleur [39] ou encore des modèles inspirés des supercordes [40] prédisent l'existence de nouvelles particules lourdes (échelle du TeV) et permettent l'existence de nouvelles générations de fermions. L'existence d'une quatrième génération de lepton ayant des couplages standards entre dans ce cadre. Ces leptons seraient produits par paires chargées (LL) ou de neutrinos ($N\bar{N}$) [35]. D'autres canaux permettent également de signer l'existence de telles particules, mais quels qu'ils soient, le potentiel de découverte de ces leptons lourds n'est pas encore entièrement évalué.

2.2.4 La physique des mésons B

Dans le Modèle Standard, la violation de CP est introduite par l'existence d'une phase dans la matrice CKM. La contrainte sur l'unitarité de la matrice CKM permet d'obtenir une relation d'unitarité entre les éléments :

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (2.1)$$

On représente cette relation par un triangle (triangle d'unitarité) dont les angles α (opposé au segment $V_{cb}^* V_{cd}$), β (opposé au segment $V_{ub}^* V_{ud}$) et γ (opposé au segment $V_{tb}^* V_{td}$) peuvent être déterminés à l'aide de la désintégration des mésons B neutres, par exemple. La violation de CP va provoquer des taux de désintégration différents entre les mésons B^0 et \bar{B}^0 , ce qui permet de mesurer une asymétrie dans les modes de désintégration. Cette asymétrie peut ainsi contenir les angles du triangle d'unitarité. Par exemple, pour le canal de désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, l'asymétrie dépend du temps t , de la différence de masse $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ et de l'angle β [41].

Le LHC aura un taux de production de mésons B énorme grâce à une section efficace de production de quarks b très élevée. Une paire $b\bar{b}$ sera produite toute les 100 collisions environs [42], ce qui permettra d'atteindre un rapport signal/bruit élevé.

Bien que la physique du B ne soit pas l'un des principaux centre d'intérêt d'ATLAS, les études permettront de tester le Modèle Standard en réalisant des mesures précises des désintégrations des mésons B , ce qui peut révéler l'existence d'une nouvelle physique (en mesurant les désintégrations rares par exemple, si un excès est observé par rapport au Modèle Standard). Même si le LHC possède une expérience spécialement dédiée à la violation de CP dans la physique du B avec LHCb, ATLAS sera compétitif dans plusieurs canaux et ses mesures pourront être combinées avec les autres mesures du LHC.

La violation de CP sera étudiée principalement dans trois canaux de désintégration du B : $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ [43], $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [44] et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ [45]. Chacun des canaux permettra de mesurer un paramètre différent : *i*) la précision (erreur statistique) sur la mesure de l'angle β ($\sin 2\beta$) est attendu à être $\delta(\sin 2\beta) = 0.012$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} (trois ans à basse luminosité), *ii*) l'erreur statistique de la mesure de l'amplitude d'asymétrie b_A dans la désintégration du B_d^0 , qui dépend de l'angle α [46], est $\delta b_A(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 0.085$, *iii*) enfin, le troisième angle du triangle d'unitarité (γ) mesuré dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ sera difficile à déterminer. La phase de la matrice CKM, $\xi = 2\lambda \sin \gamma |V_{ub}|/|V_{cb}|$ où λ est l'angle de Cabibbo, pourra être mesurée avec une précision statistique de 3%.

Les désintégrations rares des mésons B [47] peuvent révéler des processus non standard, par exemple en mesurant un rapport de branchement supérieur à celui donné par le modèle standard.

Enfin, ATLAS pourra également mesurer les oscillations des B_s^0 [48], étudier les mésons B_c [49] ou mesurer la polarisation des Λ_b .

En conclusion, ATLAS est capable de réaliser des mesures précises dans le domaine de la physique du B grâce à une statistique élevée de production des quarks b fournit par le LHC, ce qui permettra notamment de mesurer les angles α et β du triangle d'unitarité assez précisément après trois ans à basse luminosité.

2.2.5 Les bosons de jauge électrofaible

Les études des bosons de jauge sur ATLAS [50] vont permettre d'améliorer la précision de mesure de leurs masses par exemple. Au moment du démarrage du LHC, la masse du W sera connue avec une précision d'environ $30 \text{ MeV}/c^2$ suite aux mesures du LEP2 et du Tevatron. La motivation d'ATLAS sera d'atteindre une précision de $15 \text{ MeV}/c^2$. Ceci nous permettra de contraindre encore un peu plus les paramètres du Modèle Standard. De plus, les Z qui seront produits fourniront un excellent outil de calibration pour les détecteurs d'ATLAS.

Enfin, il sera également possible de mesurer des couplages triples ou quadruples de jauge. Des Modèles au-delà du Modèle Standard introduisent des déviations de tels couplages. Des mesures précises de ces couplages peuvent révéler l'existence d'une nouvelle physique.

2.2.6 Les autres modèles au-delà du Modèle Standard

Comme il a été vu dans les sections précédentes, le Modèle Standard et la Supersymétrie vont être intensivement testés au LHC. Cependant, ATLAS s'attachera également à rechercher les signatures d'autres modèles communément nommés extensions du Modèle Standard. Citons, entre autres, le modèle technicouleur qui prévoit une brisure de symétrie électrofaible dynamique [39, 51, 52]. Ce modèle prédit l'existence de nouvelles particules, les technifermions, possédant une charge technicouleur. La symétrie chirale est brisée par un condensat de techniquarks donnant des bosons de Goldstone, les technipions. Cette théorie a ensuite été étendue afin de donner une masse aux fermions du Modèle Standard.

Sur ATLAS, on recherchera principalement des signaux technicouleurs via : *i*) des résonances, les techni-rho ρ_T , qui se désintègrent en paires de bosons de jauge ou en techni-pions π_T accompagné d'un boson de jauge [53], *ii*) des résonances $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$ [54], *iii*) des vecteurs ω_T^0 se désintégrant en photon et techni-pion [55].

A l'aide de l'ensemble des canaux de désintégration, ATLAS est sensible à de tels signaux prédit par la théorie technicouleur et ce jusqu'à des énergies de l'ordre du TeV.

Des extensions du Modèle Standard postulant l'existence d'une sous-structure des quarks seront également testées. Seront recherchés : des quarks excités [56], des leptosquarks [57] — inspiré par la symétrie entre les générations des quarks et des leptons — ou des quarks du modèles compositeness [58].

Enfin, on peut encore mentionner les recherches de nouveaux bosons de jauge lourds Z' , W' , Z_R et W_R dans le cadre de nouveaux groupes de jauge [59]. Un modèle de référence a été choisi [60] afin de guider les recherches dans ATLAS [61], modèle dans lequel les couplages des bosons lourds aux quarks et leptons sont les mêmes que dans le modèle standard. Dans ces différentes études, des électrons et positrons de hautes énergies peuvent être produits, ce qui impose un calorimètre électromagnétique performant pour la mesure des hautes énergies (prédominance du terme constant par rapport au terme stochastique).

2.3 Présentation du système de détection de l'expérience ATLAS

Le détecteur ATLAS est composé d'une succession de couches de détection placées suivant un schéma classique en physique des particules. Du point d'interaction des faisceaux de protons vers l'extérieur d'ATLAS, on trouve successivement :

- les détecteurs de traces chargées : ils permettent de mesurer la position du vertex, la trajectoire, courbée par un champ magnétique, et l'impulsion des particules chargées. Ils contribuent également à l'identification des particules.
- le calorimètre électromagnétique : ce détecteur permet de mesurer l'énergie des électrons, positrons et photons. Pour les photons, c'est le seul détecteur capable de mesurer leur direction et impulsion. Il nécessite donc une bonne résolution angulaire. De plus, il contribue à identifier les particules.
- le calorimètre hadronique : il permet de mesurer l'énergie des hadrons et contribue à l'identification des particules.
- les chambres à muons : l'ensemble du système de détection des muons est basé sur le principe des détecteurs de traces chargées. Il permet d'identifier et de mesurer l'impulsion des muons.

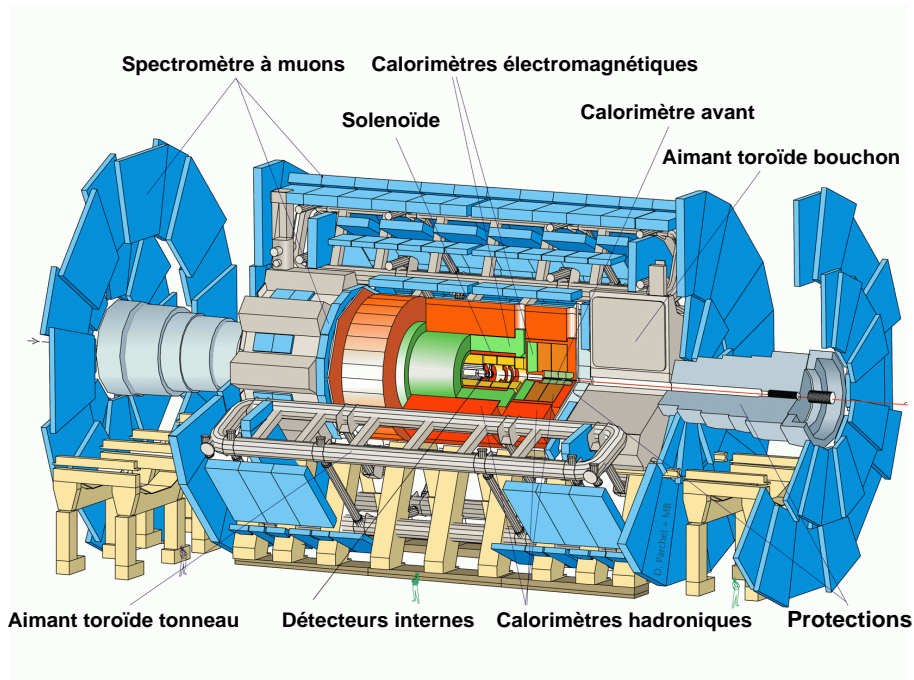


FIG. 2.6: *Structure du détecteur ATLAS.*

La figure 2.6 présente un schéma de la structure en oignon des détecteurs d'ATLAS. L'ensemble aura une longueur de 40 m et une hauteur d'une vingtaine de mètres environ.

Les critères pour la fabrication des détecteurs d'ATLAS sont principalement basés sur des critères de physique et sur les contraintes liés à l'environnement du LHC. Il est requis :

- des détecteurs de traces chargées efficaces à haute luminosité pour les électrons d'impulsion transverse p_t^T élevée et pour l'identification des particules. Ils doivent également permettre de faire une reconstruction complète des événements à basse luminosité.
- des calorimètres électromagnétiques et hadroniques performants (mesure de l'énergie, direction des photons, identification des particules), hermétique et avec une large couverture en pseudo-rapacité η pour des mesures précises de l'énergie transverse manquante (E_{miss}^T).
- des mesures de haute précision de l'impulsion des muons.
- des détecteurs et leur électronique capables de résister aux radiations importantes du LHC.

C'est en respectant ce cahier des charges (également appelé détecteurs internes) que les détecteurs, décrits dans les prochaines sections, ont été conçus et seront réalisés.

2.4 Les détecteurs de traces chargées

Le système de détection des traces chargées se divise en trois types de détecteurs : le détecteur de vertex, le détecteur à micropistes et le trajectographe à radiation de transition. Un solénoïde entoure l'ensemble afin d'appliquer un champ magnétique qui va courber la trajectoire des particules chargées dans le plan $R-\phi$ en gardant une direction en η constante afin de mesurer l'impulsion des particules et de les identifier.

2.4.1 Système d'aimantation

Un solénoïde supraconducteur (refroidi par de l'hélium liquide à 4.2 K) fournit un champ magnétique central de 2 T afin de courber les trajectoires des particules chargées dans les détecteurs internes et de permettre de déterminer la charge et l'impulsion des particules. Avec un diamètre interne (externe) de 2.44 (2.63) mètres, il sera placé devant le calorimètre électromagnétique et couvrira un intervalle en pseudo-rapacité de $|\eta| < 1.5$ (soit 5.3 mètres de long). Le solénoïde doit représenter peu de matière afin de ne pas dégrader les performances du calorimètre électromagnétique. Pour limiter la quantité de matière, le solénoïde est placé dans le cryostat du calorimètre électromagnétique tonneau à argon liquide, séparé de l'argon liquide par une enceinte isolante (figure 2.7).

2.4.2 Détecteur de vertex

Ce détecteur, basé sur la technologie des pixels semiconducteurs, est la première couche des détecteurs de traces chargées. Il doit permettre de distinguer les jets de quarks b des jets des quarks légers ou des jets de gluon. La physique du Higgs, du top et la supersymétrie sont particulièrement sensibles à la capacité d'étiquetage du quark b par le

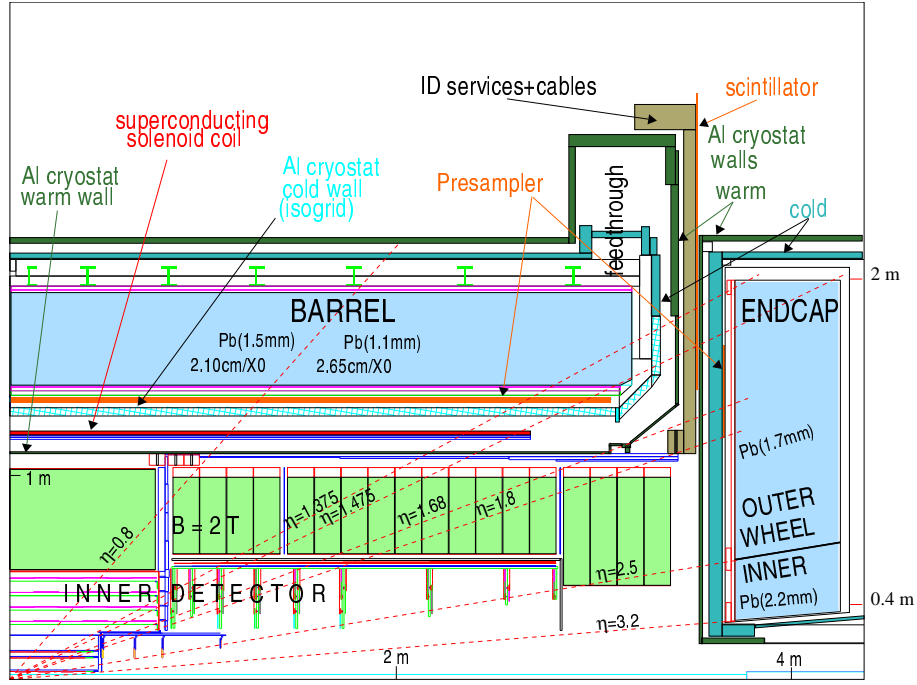


FIG. 2.7: Position des détecteurs internes, du solénoïde supraconducteur et du calorimètre électromagnétique. La géométrie du détecteur de vertex est une ancienne version (4 disques pour le tonneau au lieu de 3 aujourd'hui).

détecteur de vertex. Une efficacité d'étiquetage d'au moins 50% à haute luminosité est requise avec une pureté de 99% (facteur de réjection de 100) sur les quarks légers.

En plus d'un étiquetage des b performant, il est demandé une bonne résolution de reconstruction du vertex dans les directions $R-\phi$ et z , R et z étant respectivement la position repérée orthogonalement (rayon) et horizontalement par rapport au tube à faisceau et ϕ étant l'angle azimutal. La résolution par couche de détecteur requise est de $12 \mu\text{m}$ pour la direction $R-\phi$ et de $60 \mu\text{m}$ pour la direction z . La résolution du point d'impact, dépendant de la résolution en position de chaque couche et du nombre de couches pour reconstruire la trace, doit atteindre dans le plan transverse une valeur de $\sigma_d = 11\mu\text{m} + 60\mu\text{m}/p^T \sqrt{\sin\theta}$ où p^T est l'impulsion transverse et θ l'angle polaire. Dans la direction longitudinal, on attend une résolution σ_z de $70\mu\text{m} + 100\mu\text{m}/p^T \sqrt{\sin^3\theta}$ [62].

Afin d'atteindre de telles performances, un détecteur de vertex à pixel semiconducteur au silicium a été choisi. Le principe consiste à collecter les charges créées par le passage d'une particule dans le silicium segmenté en pixel (segmentation bi-dimensionnel).

Le détecteur sera composé de trois couches dans le tonneau, dont une proche du tube à faisceau et appelée couche du B , pour l'étiquetage des jets b , et de trois couches dans le bouchon [63], l'ensemble permettant de couvrir un intervalle en pseudo-rapidity $|\eta| < 2.5$. La figure 2.8 montre un schéma en trois dimension du détecteur de vertex. Les couches du tonneau sont placées respectivement à un rayon R de 5.05, 8.85 et 12.25 cm du tube à faisceau et les disques du bouchon à $z = 49.5, 58$ et 65 cm. La surface d'un pixel est de $50 \times 400 \mu\text{m}$ pour la deuxième, troisième couche du tonneau et les disques avec une

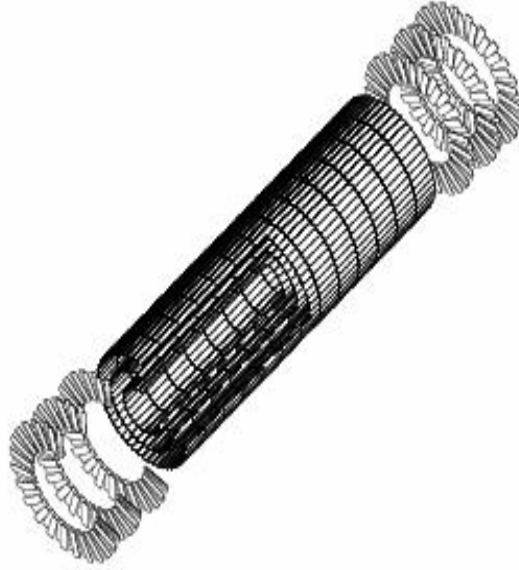


FIG. 2.8: Schéma en trois dimensions des couches du détecteur de vertex

épaisseur de $250 \mu\text{m}$ et de $50 \times 300 \mu\text{m}$ pour la couche du B avec une épaisseur de $200 \mu\text{m}$. Afin de couvrir entièrement la surface de détection, plus de 100 millions de pixel et de canaux de lecture seront nécessaires.

L'ensemble du détecteur (pixel + structure + câble + système de refroidissement...) représente une quantité de matière qui varie de $0.07 X_0$ à $\eta = 0$ à $0.36 X_0$ à $|\eta| = 2$. Parce que le détecteur va être inséré dans ATLAS par un côté, les câbles vont être sortis par ce même côté créant une quantité de matière plus importante atteignant $0.6 X_0$ à $\eta = 2.5$ [63].

2.4.3 Détecteur à micropistes

Ce détecteur de traces chargées [64] doit être capable de mesurer précisément les impulsions des leptons et de mesurer les vertex secondaires avec précision à basse luminosité, principalement pour la physique des B .

La reconstruction des leptons isolés, avec une efficacité de 95%, d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV pour $|\eta| < 2.5$ nécessite de reconstruire une trajectoire hélicoïdale. Cela impose que le système détecteur de vertex/détecteur à micropistes ait au moins six couches de détection. Une précision sur la mesure de l'impulsion transverse de $\delta p^T/p^T < 0.3$ pour un faisceau de 500 GeV impose une précision de mesure des coordonnées dans le plan $R-\phi$ autour de $20 \mu\text{m}$ [65]. De plus, la séparation des vertex multiples dans un croisement de faisceau requiert une précision de la mesure de z inférieure à 1 mm . Mais la reconstruction des K^0 demande une précision de mesure en z autour de 0.5 mm dans le détecteur à micropistes [65].

Le détecteur à micropiste doit représenter peu de matière ($< 0.2X_0$) et doit également

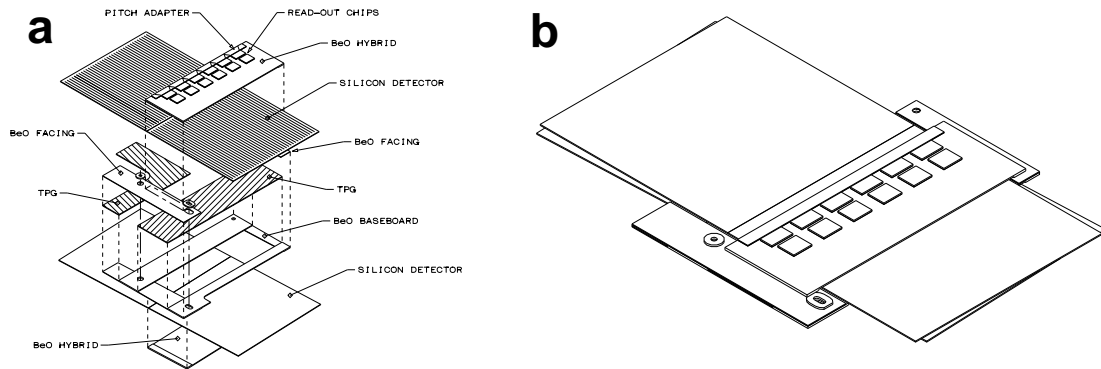


FIG. 2.9: *a- Vue d'un module du détecteur à micropiste tonneau avant assemblage. b- Vue du même module assemblé.*

être capable de fonctionner avec la même efficacité pendant dix ans à haute luminosité.

Ce détecteur est un détecteur basé sur la technologie des semiconducteurs au silicium. Il est composé de quatre tonneaux (à 30, 37.3, 44.7 et 52 cm de l'axe du faisceau) et neuf bouchons [66], couvrant une région en pseudo-rapacité de $|\eta| < 2.5$.

Un module d'une couche du tonneau est composé de quatre face de détecteur au silicium de $63.6 \times 64.0 \text{ mm}^2$ formant deux plans de $63.6 \times 128 \text{ mm}^2$ dos à dos. Les deux faces forment un angle de 40 mrad afin de réduire le nombre de traces fantomes. Les figures 2.9a et b montrent un module du tonneau avant et après assemblage. Chaque plan est composé de 768 micropistes de 126 mm de long pour 80 μm de large. Les modules se chevauchent (avec un angle de 10° par rapport à la direction radiale) afin de minimiser l'effet des zones inactives (surface active d'un d'ecteur : $61.6 \times 62.0 \text{ mm}^2$). Cette géométrie permet d'atteindre une précision de 16 μm dans le plan $R-\phi$ et de 580 μm en z [68].

Les modules des bouchons sont construits sur le même principe que ceux du tonneau : deux plans trapézoïdaux de détecteur dos à dos ont un angle entre eux de 40 mrad. Un disque du bouchon est composé d'un à trois anneaux de détecteur, dépendant de la position en z du disque. La figure 2.10 présente une vue d'un disque du bouchon et la figure 2.11 montre les dimensions (en mm) des différents modules (une face) qui composent les disques des bouchons. Les bouchons sont placés entre 83.5 et 278.8 cm du point d'interaction et permettent au détecteur à micropistes de couvrir un intervalle en pseudo-rapacité jusqu'à $\eta = 2.5$.

Enfin, l'ensemble des tonneaux et des bouchons représente environ 61 m^2 de détecteurs au silicium, avec un total de 6.2 millions de canaux.

2.4.4 Trajectographe à radiation de transition

Le trajectographe à radiation de transition permet à la fois de reconstruire les traces des particules chargées avec une grande efficacité, à l'aide des pixels et du détecteur à micropistes, et de contribuer à identifier les électrons avec le calorimètre électromagnétique. Au LHC, le rapport du nombre d'électron isolé sur le nombre de jets est de l'ordre de 10^{-5} . La réjection des jet attendue en utilisant uniquement les calorimètres est de l'ordre

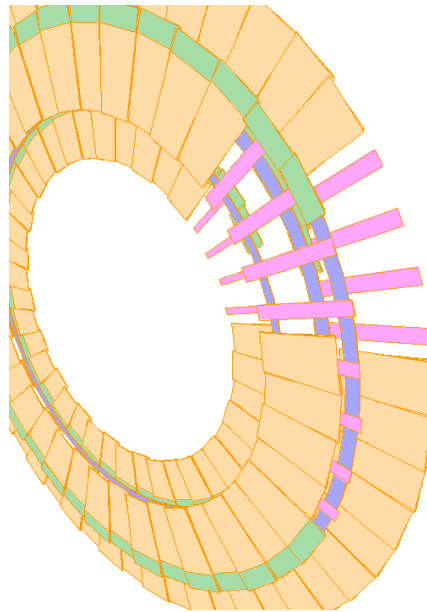


FIG. 2.10: *Vue d'un disque du bouchon du détecteur à micropistes avec trois anneaux de modules.*

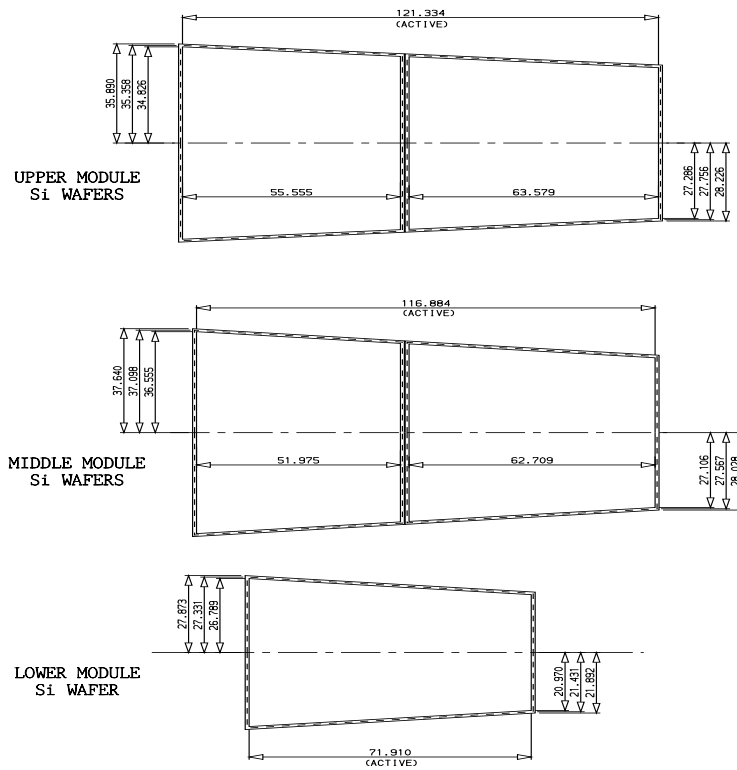


FIG. 2.11: *Dimensions des face de modules des disques du bouchon du détecteur à micropistes.*

de 10^3 . Les détecteurs internes doivent ainsi fournir une réjection supplémentaire de 10^3 pour réduire le bruit de fond des jets à moins de 10% du signal d'électron isolé inclusif.

Il doit permettre, grâce à un nombre important de points de mesure par trace, d'avoir un déclenchement de niveau 2 2.7 rapide pour toute les luminosités. A basse luminosité, le déclenchement doit être capable de sélectionner le plus grand nombre de canaux possibles de la physique du B avec une reconstruction rapide des traces des événements. A haute luminosité, son rôle principale est de réduire le bruit de fond de jets qui peuvent polluer la sélection des électrons (pour des impulsions transverses de 20 à 40 GeV) [69]. Les signatures du trajectographe permettent d'extraire le signal de la désintégration d'un J/ψ en e^+e^- du bruit de fond combinatoire important des paires de hadrons chargées et d'identifier les électrons mous des jets de b.

Pour ce faire, le trajectographe représente un volume de détection important (mais une quantité de matière $\leq 0.5X_0$) afin de fournir autour de 40 points de mesures par traces de particule chargée avec $p^T > 0.5$ GeV et pour $|\eta| < 2.5$. Ce détecteur est basé sur le principe des tubes à dérive : l'élément de détection est composé d'un fil d'anode (plaqué or-tungstène) au centre d'un tube cylindrique, qui joue le rôle de cathode, et remplit d'un mélange de gaz (70% Xe + 20% CF₄ + 10% CO₂¹ [70]). Les tubes sont scellés dans des fibres de polypropylène/polyéthylène afin de produire les rayons X de radiation de transition par les électrons. Une particule qui traverse le tube ionise le gaz et un signal est mesuré sur le fil d'anode. Ce système permet de connaître la position de la particule en mesurant le temps de dérive des électrons et de mesurer le dépôt d'énergie via l'amplitude du signal afin d'identifier les électrons [71]. Une trace d'électron contient des points de mesure avec une amplitude plus élevée que celle signant le passage d'un pion, dû aux rayons X de radiation de transition détecté à l'aide du xénon [71].

Le trajectographe est composé d'un tonneau et de deux bouchons, l'ensemble couvrant un intervalle en pseudo-rapacité de $|\eta| < 2.5$. La figure 2.12 présente un schéma du détecteur dans le plan R-z. Le tonneau est composé de 3 anneaux concentriques, chacun contenant 32 modules. Un module du premier anneau, placé à 60 cm du point de collision, est composé de 329 tubes de 4 mm de diamètre et de 150 cm de long, empilé en 19 couches. Les modules des deuxième et troisième anneaux sont respectivement composés de 520 et 793 tubes empilés en 24 et 30 couches. La dimension des tubes étant identique à ceux des modules du premier anneau. L'ensemble du tonneau est ainsi composé de 52544 tubes dans la direction axiale, les tubes étant séparés d'une distance de 6.8 mm en moyenne dans les directions axiales et azimutales. Cette distance optimise la reconstruction des traces [72]. Le bouchon est composé en trois parties (type A, B et C) avec un total de 2×159772 tubes. La première partie est composée de 6 roues placées entre $83 < z < 168.4$ cm, chacune composée de 16 couches de 768 tubes de 39 cm de long dans la direction radiale. Un intervalle de 4 mm entre les couches est rempli par une pellicule de polypropylène permettant de produire les rayons X de radiation de transition. La distance entre tube dans chaque couche varie de 5.2 mm pour R=64 cm à 8.4 mm pour R=103 cm. Le bouchon de type B est composé de 8 roues ($168.7 < z < 277.4$ cm), chacune composée comme celles du type A (excepté le nombre de couches, 8, et la distance entre couches : 12 mm au lieu de 4 mm).

¹Le xénon permet d'absorber les rayons X, le CF₄ permet d'obtenir une réponse du détecteur plus rapide pour minimiser l'empilement en temps et le CO₂ donne au mélange gazeux une longue stabilité dans le temps.

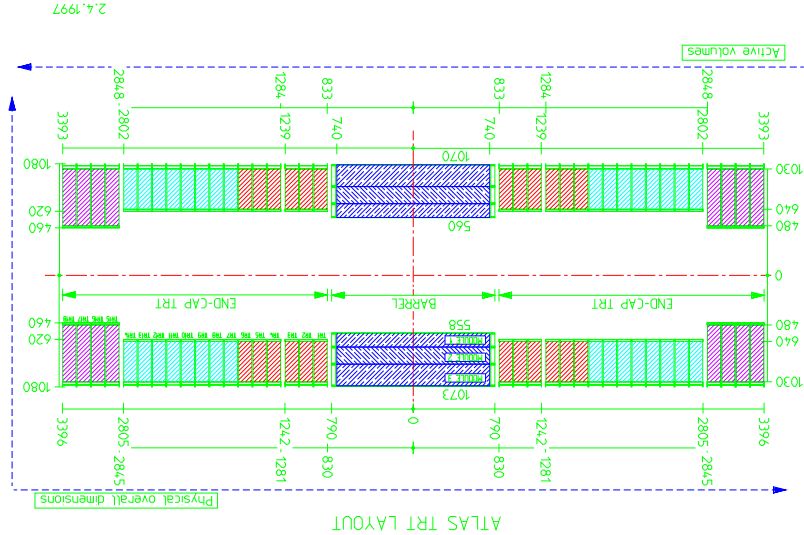


FIG. 2.12: *Vue du trajectographe à radiation de transition dans le plan R-z*

Enfin, le bouchon de type C est composé de 4 roues ($281.8 < z < 336.3\text{cm}$) divisées en 16 couches de 576 tubes de 55 cm de long, les tubes étant séparés d'une distance de 5.2 mm pour $R=48$ cm à 11.2 mm pour $R=1030$ mm. L'ensemble du trajectographe représente ainsi 73 couches de tubes dans le tonneau et de 224 couches de tubes pour le bouchon, assurant ainsi un nombre élevé de points de mesure par trace de particule chargée.

La résolution en position pour chaque tube est attendue à être de l'ordre de $170 \mu\text{m}$, ce qui permet d'atteindre une résolution en position de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ sur une trace possédant une quarantaine de points de mesure.

Les tests d'un prototype [71] du trajectographe ont permis d'obtenir une rejection de pions, pour une efficacité de sélection des électrons de 90% , de 100 (soit une pureté en électrons de 99%).

2.5 La calorimétrie

2.5.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est le détecteur qui va permettre de mesurer l'énergie des électrons, des positrons et des photons. Il existe plusieurs type de calorimètres : à échantillonnage (ionisation ou scintillation), Cerenkov ou à cristaux. Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage, composé d'absorbeurs de plomb (matière passive), d'argon liquide (matière active) et d'électrodes de lecture [73].

Un calorimètre à échantillonnage a, généralement, une structure en couche et est composé par :

- de la matière passive : matière dense avec en général un nombre élevé de nucléons, dans lequel une particule va perdre de l'énergie par interaction avec la matière et générer une gerbe électromagnétique

- de la matière active : matière peu dense, gaz neutre, liquide neutre ou scintillateur, que les particules de la gerbe vont ioniser ou faire scintiller. Dans le cas d'un calorimètre à échantillonnage à ionisation, les paires électrons-ions vont dériver, sous l'effet d'un champ électrique, et induire un signal sur une électrode placée entre deux couches de matière passive. Ce signal sera proportionnel à l'énergie déposée dans la matière passive et active.

On caractérise un calorimètre par sa résolution en énergie qui peut s'exprimer par la somme quadratique de trois termes :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.2)$$

où E est l'énergie total de la particule, σ_E est l'écart quadratique moyen de la distribution gaussienne de l'énergie des événements centré sur E et :

- a : terme stochastique, également appelé terme d'échantillonnage pour les calorimètres à échantillonnage. Il dépend des fluctuations statistiques du nombre de particules générées pour un dépôt d'énergie donnée. Il est directement corrélé au nombre d'électrons d'ionisation créés dans la matière active. Ce nombre dépend du rapport d'échantillonnage — quantité de matière passive par rapport à la quantité de matière active — et dépend de la matière active — plus l'énergie moyenne W_i nécessaire à ioniser le gaz ou le liquide est faible, plus le nombre d'électrons d'ionisation sera élevé, donc plus l'influence des fluctuations statistiques dans la mesure de l'énergie sera faible.
- b : terme de bruit (b) introduit par la chaîne d'électronique et, pour les collisionneurs à haute luminosité comme le LHC, le bruit d'empilement.
- c : terme constant (c). Il contient les non-uniformités mécaniques, les imperfections de la calibration, les résidus des diverses corrections appliquées sur les données, les variations de la température ou de la pureté de la matière active, etc ...

La recherche du boson de Higgs de faible masse (< 200 GeV) nécessite un calorimètre électromagnétique performant, notamment pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$. Le calorimètre doit atteindre une résolution sur la masse du boson de Higgs de 1%. Pour cela, il faut un terme d'échantillonnage de $10\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ et un terme constant inférieur ou égal à 0.7% [11]. Ce dernier terme domine la résolution en énergie dans la gamme des hautes énergies. Ainsi il devient important pour la recherche de particules lourdes, comme les Z' et W' , se désintégrant en électrons ou positrons de haute énergie. Ces électrons peuvent atteindre des énergies jusqu'à 5 TeV.

Les cellules du calorimètre doivent ainsi être capables de mesurer des énergies allant de 50 MeV — échelle du bruit de fond — à 3 TeV.

Outre une mesure précise de l'énergie, on veut également que le calorimètre ait une acceptation large afin d'observer le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ de faible statistique. Cette large couverture en η doit être finement segmenté afin de séparer deux photons très collimés issus de la désintégration d'un π_0 , représentant autrement une source de bruit de fond importante.

Le calorimètre, toujours pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, doit pouvoir donner la direction des photons, non mesurée dans les détecteurs de traces chargées, avec précision pour

atteindre la résolution sur la masse du Higgs de 1%. Pour cela, une résolution angulaire de $50 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ est nécessaire. Cet objectif est atteint en segmentant le calorimètre longitudinalement afin d'utiliser les compartiments comme bras de levier. De plus, le calorimètre doit aider à la séparation :

- γ/jet : en utilisant le calorimètre hadronique, on attend une efficacité d'identification des photons de $\sim 80\%$ avec facteur de réjection des jets autour de 5000 pour une gamme d'impulsion transverse de 25-100 GeV [74].
- e/jet : avec les détecteurs de traces chargés et le calorimètre hadronique, une efficacité d'identification des électrons autour de 70% avec un facteur de rejection des jets de l'ordre de 10^6 est attendue [75].
- τ/jet : une efficacité d'identification des τ de 30% avec une rejection des jets de 400 serait adéquate pour l'études des bosons de Higgs supersymétriques ($A, H \rightarrow \tau\tau$, $H^\pm \rightarrow \tau\nu$). Ceci peut être atteint en combinant les détecteurs de traces chargés, le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique [76].

Un segmentation longitudinale permet d'optimiser l'identification des particules, en utilisant les propriétés du développement longitudinale des gerbes électromagnétiques de chaque type de particules.

Il est essentiel que le calorimètre soit hermétique afin que l'énergie manquante mesurée provienne des particules qui n'interagissent pas avec le détecteur et non des électrons ou des photons qui seraient sortis du détecteur par une zone inactive. Enfin, on veut que la réponse de l'électronique soit rapide pour ne pas ajouter de temps mort. L'ensemble, électronique et zone de détection, doit résister aux radiations sur une période de dix ans de fonctionnement.

Pour satisfaire ces exigences, il a été choisi de construire un calorimètre électromagnétique à échantillonnage plomb-argon liquide et à géométrie accordéon.

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS sera composé d'un tonneau ($|\eta| < 1.5$) et de deux bouchons ($1.375 < |\eta| < 3.2$) de part et d'autre du tonneau avec une couverture totale en pseudo-rapacité de $|\eta| < 3.2$. Un pré-échantillonneur sera placé devant le calorimètre dans le cryostat. Il couvrira un intervalle de pseudo-rapacité de $|\eta| < 1.8$ afin de recouvrir l'énergie perdu par les particules devant le calorimètre (détecteur de traces chargées, bobine supraconductrice et cryostat).

2.5.2 Les calorimètres hadroniques

Le but des calorimètres hadroniques est de mesurer l'énergie des hadrons, de contribuer à mesurer l'énergie transverse manquante et de compléter l'identification des particules.

La mesure de la masse du quark top via l'état final en trois jets ($t \rightarrow bW \rightarrow bj\bar{j}$) requière une reconstruction en énergie performante. Un autre canal sensible à la qualité du détecteur est la désintégration d'un Higgs chargé, supersymétrique par exemple, en deux jets ($t \rightarrow bH^\pm \rightarrow bcs$). Il a été montré qu'un terme d'échantillonnage de 50% (100%) est adapté pour l'étude de ces deux canaux [73] pour $|\eta| < 3$ ($|\eta| > 3$ [77]). Pour les hautes valeurs d'énergie, le terme constant devient primordiale, par exemple dans la reconstruction des jets provenant de la désintégration des Z' . Un terme constant de 5%

permet de réduire considérablement le bruit de fond pour ce genre d'étude [73]. Un terme constant de 3% pour $|\eta| < 3$ et de 10% pour $|\eta| > 3$ est finalement requis pour l'ensemble des calorimètres hadroniques d'ATLAS [77].

La recherche d'un boson de Higgs lourd se désintégrant en une paire de W nécessite de reconstruire les paires de jets issues de la désintégration des W. Un calorimètre hadronique bien segmenté permet de reconstruire ce type d'événement avec une grande efficacité et de réduire le bruit de fond. Une segmentation de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ permet d'atteindre les performances requises. Une segmentation plus grossière (0.2×0.2) est suffisante pour $|\eta| > 3.0$ [73].

Le développement d'une gerbe lors du passage d'un hadron dans le calorimètre génère des particules de type électromagnétique et de type hadronique. Leurs interactions étant différente avec la matière, le rapport entre la composante électromagnétique et hadronique (e/h) va influencer la valeur de la résolution en énergie [78]. La résolution en énergie est minimum lorsque ce rapport vaut un. Par exemple, pour un calorimètre fer/plastique scintillant, cas du calorimètre hadronique tonneau d'ATLAS, le rapport e/h est autour de 1.4 [78].

Enfin, les mesures d'énergie (transverse) manquante demande à ce que le calorimètre ait une large couverture en pseudo-rapacité ($|\eta| > 4.5$). Cette mesure est cruciale pour les études du Modèle Standard mais également pour les études de SuperSymétrie. Par exemple, une couverture en pseudo-rapacité de $|\eta| \sim 5$ est requise pour rechercher un gluino de faible masse. Cette couverture permet de rejeter le large bruit de fond QCD [73].

Les calorimètres hadroniques tonneau et bouchons d'ATLAS sont des calorimètres à échantillonnage basés sur des techniques différentes. Le premier est un calorimètre utilisant des tuiles scintillantes comme matière active, le second est basé sur l'ionisation de l'argon liquide pour mesurer un dépôt d'énergie.

Le calorimètre à tuiles scintillantes

Ce calorimètre est composé d'absorbeur de fer et de tuiles scintillantes connectées par fibres optiques à des photomultiplicateurs. Les particules d'une gerbe hadronique vont générer des photons, dont le nombre est proportionnel à l'énergie déposée, dans les tuiles. Cette technique permet d'obtenir une réponse rapide du détecteur (temps de montée de quelques ns et une largeur d'environ 17 ns [79]).

Le calorimètre à tuiles définit la partie tonneau de la calorimétrie hadronique et est composé de trois détecteurs : *i*) un détecteur central cylindrique de 2.3 (4.2) m de rayon interne (externe) et d'une longueur de 5.64 m, couvrant un intervalle en pseudo-rapacité de $|\eta| < 1.0$, *ii*) une extension du calorimètre de chaque côté du tonneau central d'une longueur de 2.91 m, distant de 60 cm pour le passage des cables des détecteurs internes et du calorimètre électromagnétique et pour placer leur électronique. L'extension du tonneau couvre une région de $0.8 < |\eta| < 1.7$, l'ensemble du calorimètre à tuile couvrant ainsi un intervalle de $|\eta| < 1.7$.

Les trois parties du calorimètre sont chacune composée de 64 modules (couverture en ϕ d'un module est de $2\pi/64$) comme il est présenté sur la figure 2.13. Chaque module est divisé en 19 sous-modules composés successivement d'une couche de plaques

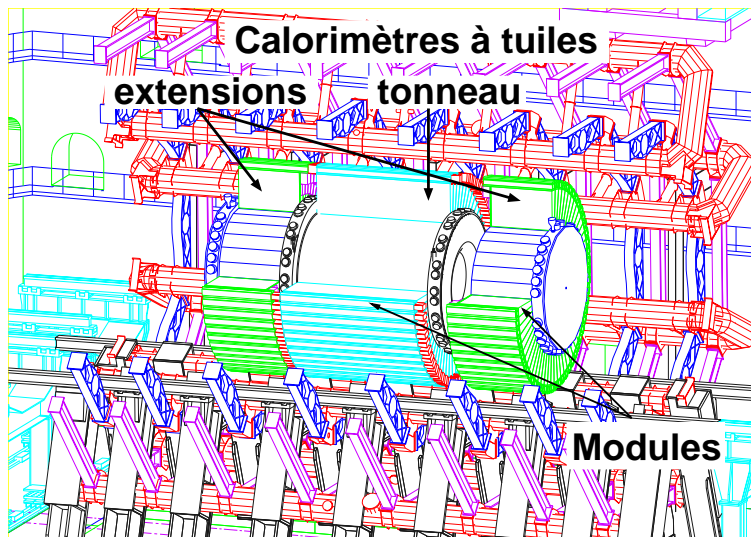


FIG. 2.13: Schéma du calorimètre hadronique tonneau et de ses deux extensions.

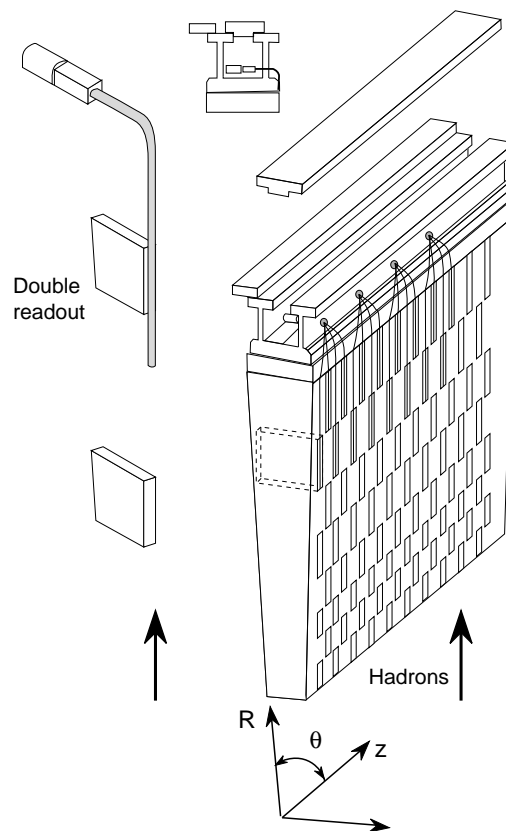


FIG. 2.14: Schéma d'un module du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes.

trapézoïdales d'absorbeurs de fer de 5 mm d'épaisseur et d'une couche composée alternativement suivant R de tuiles scintillantes et de plaques de fer de 4 mm d'épaisseur qui jouent le rôle d'espaces. La figure 2.14 montre un schéma d'un module avec la disposition des tuiles scintillantes dans la structure des plaques de fer empilées. Les tuiles sont en polystyrène dopé par deux matériaux scintillants (1.5% de PTP et 0.04% de POPOP [80]). La surface $R\text{-}\phi$ varie avec R de $\sim 10 \times 20 \text{ cm}^2$ à $19 \times 37 \text{ cm}^2$ avec une épaisseur constante de 3 mm. Deux tuiles sont séparées dans la direction du rayon R par une plaque d'espaceur de fer d'environ 10 cm suivant R. Cette structure donne un rapport d'échantillonnage scintillateur/fer de 1/4.67 [81] et l'ensemble du calorimètre à tuiles représente entre 7 et 8 longueurs d'interaction (λ_I) pour le tonneau et entre 6 et 12 λ_I pour les extensions. En combinant le tonneau et les extensions avec le calorimètre électromagnétique, on obtient, figure 2.15, une quantité de matière équivalente à 10-15 λ_I . Cette quantité de matière est adaptée pour réduire le "punch-through" et les cascades de hadrons.

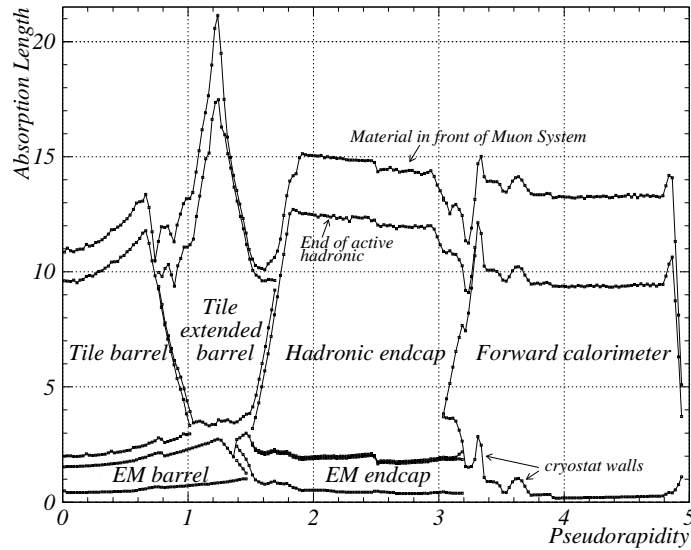


FIG. 2.15: Quantité de matière en longueurs d'interaction λ_I des calorimètres d'ATLAS en fonction de la pseudo-rapidity η .

Le calorimètre est segmenté en trois compartiments longitudinalement :

- Le premier compartiment a une segmentation transversale de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et représente 1.4 longueurs de radiation à $\eta = 0$.
- Le deuxième compartiment a une segmentation transversale identique au premier compartiment et représente 4.0 longueurs de radiation à $\eta = 0$.
- Le troisième compartiment a une granularité plus grossière que les deux premiers compartiments : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$. Il représente une quantité de matière de 1.8 longueurs de radiation à $\eta = 0$.

Le nombre de canaux résultants est de l'ordre de 10000 pour l'ensemble du calorimètre à tuiles scintillantes.

Le Module 0 du calorimètre à tuiles a été testé en 1999. Ces tests ont notamment permis de mesurer le rapport e/h . Ce rapport est de 1.36 ± 0.01 [82] et compatible avec les tests de 1996 et 1998 effectué sur ce même module et en accord avec la valeur attendue. La résolution en énergie moyenne (sur quatre positions en η) du Module 0 du tonneau testé en 1998 et des modules des extensions testés en 1997 sont respectivement de $\sigma_E/E = 42.7\%/\sqrt{E} \oplus 5.0\% \oplus 0.06/E$ et de $\sigma_E/E = 45.6\%/\sqrt{E} \oplus 3.0\% \oplus 0.06/E$ [83]. Le terme stochastique respecte le cahier des charge. Le terme constant du tonneau est supérieur à la valeur attendu et est du à des fuites en énergie plus importante dans le tonneau que dans les extensions, dont le terme constant respecte le cahier des charge [83]. Ces fuites peuvent être corrigée afin d'améliorer la résolution et de respecter le cahier des charges.

Le calorimètre bouchon

Le calorimètre hadronique bouchon [84] est un calorimètre à échantillonnage à argon liquide et sera placé dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique bouchon. Il est successivement composé de plaque d'absorbeur de cuivre et d'électrode, l'intervalle (1.954 mm) entre absorbeur et électrode est maintenu par des espaceurs "nid d'abeille" (sect. 3.1.3) et est comblé par l'argon liquide. La figure 2.16 présente une vue d'un module du calorimètre hadronique bouchon dans le plan $R-\phi$ et dans le plan $R-z$.

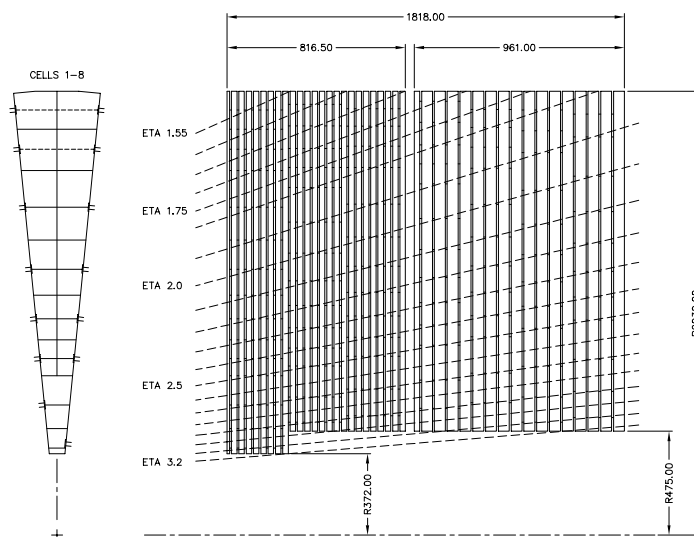


FIG. 2.16: Coupe d'un module du calorimètre hadronique bouchon dans le plan $R-\phi$ (gauche) et $R-z$ (droite).

Le calorimètre est composé longitudinalement de deux roues (HEC1 et HEC2) de 82 cm et 96 cm d'épaisseur respectivement. La première roue est placée derrière le calorimètre électromagnétique (face avant à 4.3 m du point d'interaction) et sera entièrement couvert par ce dernier. La deuxième roue (face avant) est placée à 4 cm de la face arrière de la première roue. Il permettra de couvrir un intervalle en pseudo-rapacité de $1.5 < |\eta| < 3.2$.

Chaque roue est composée de 32 modules. Un module de la première roue est composé de 25 absorbeurs (12.5 mm d'épaisseur pour le premier et 25 mm pour les suivants)

et de 24 électrodes. Les huit premiers absorbeurs/électrodes ont un rayon plus long de 10 cm que le reste du calorimètre afin de couvrir une partie du calorimètre avant (sect. 2.5.3) et rendre le système calorimétrique hermétique. Un module de la deuxième roue est composée de 17 absorbeurs (25 mm pour la première plaque et 50 mm pour les suivantes) et de 16 électrodes.

L'ensemble du calorimètre est ségmenté longitudinalement en quatre compartiments [86] et latéralement en tour de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $1.5 < |\eta| < 2.5$ et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $2.5 < |\eta| < 3.2$ [85].

Six modules de production ont été testés au CERN en 1999 sous des faisceaux d'électrons et de pions [86]. Un rapport e/h de 1.51 ± 0.02 a été mesuré et la résolution en énergie est de $(76.2 \pm 0.9\%) / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (6.7 \pm 0.1\%)$ pour les pions et de $(23.3 \pm 0.1\%) / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0.0 \pm 0.1\%)$ pour les électrons. Les termes stochastiques et constants sont légèrement différents de ceux déterminés avec la simulation ($(64.5 \pm 0.8\%) / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (5.5 \pm 0.1\%)$) pour les pions et $(20.7 \pm 0.4\%) / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0.7 \pm 0.1\%)$ pour les électrons) [86]. Cette différence est expliquée par la procédure de calibration qui n'était pas adéquate en 1999 [86].

2.5.3 Le calorimètre avant

Le calorimètre avant est également un calorimètre à échantillonnage à argon liquide. Comme le calorimètre hadronique bouchon, il sera placé dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique bouchon. Il complete la couverture en pseudo-rapacité du système calorimétrique ($3.2 < |\eta| < 4.9$).

Le calorimètre est composé d'une matrice d'absorbeur contenant un réseau de tubes d'électrode (fig. 2.17). L'axe des tubes est parallèle à la ligne de faisceau et la zone active est entre l'électrode tubulaire et la matrice d'absorbeur. L'électrode applique la haute tension et récupère le signal.

Le calorimètre est divisé longitudinalement en une partie dite électromagnétique, un module de matrice de cuivre, et d'une partie dite hadronique, deux modules de matrice de tungstène. La partie électromagnétique, FCAL I (d'une épaisseur d'environ 48 cm), représente $29 X_0$, ou $2.6 \lambda_I$. Il est composé de 12000 électrodes dont les centres sont distants de 7.5 mm. Cette distance, l'épaisseur d'argon liquide (0.25 mm) et le rayon des tube R_T (2.625 mm) ont été fixés pour optimiser les performances du calorimètre [87] (rayon des électrodes est alors de 2.375 mm). La partie hadronique est divisée en deux modules : FCAL II et FCAL III (épaisseur d'environ 45 cm) composé respectivement de 10000 et 8000 électrodes. La distance entre électrodes et l'épaisseur d'argon liquide sont respectivement pour le module II (III) de 8.2 mm (9.0 mm) et de 0.375 mm (0.4 mm). L'ensemble des deux modules représente $3.5 + 3.4 \lambda_I$, soit un total de $9.5 \lambda_I$ pour l'ensemble du calorimètre avant. Enfin, un quatrième module uniquement composé de cuivre est ajouté afin de protéger les chambres à muons. La figure 2.18 montre une coupe longitudinale des calorimètres bouchons.

La granularité du calorimètre avant est de $\Delta\eta \times \Delta\phi \sim 0.2 \times 0.2$ pour les trois compartiments, donnant un nombre total d'environ 11000 canaux de lecture.

Ce calorimètre doit permettre de mesurer des jets avec $\sigma_{E_T} / E_T < 10\%$ pour une énergie transverse de $E_T > 100 \text{ GeV}$. Pour cela, il est nécessaire d'avoir une résolution en

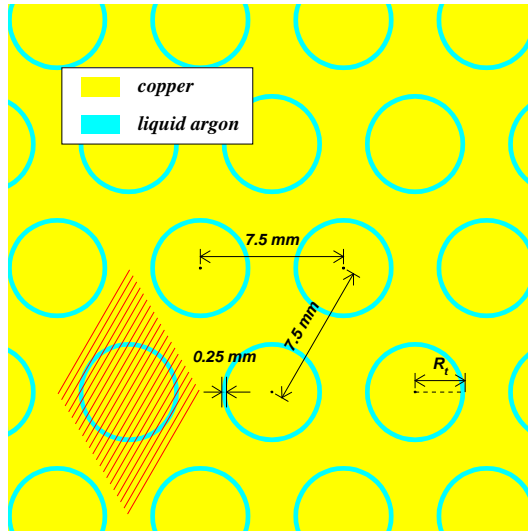


FIG. 2.17: Coupe dans le plan $R-\phi$ d'une partie du calorimètre avant I (électromagnétique) utilisé dans la simulation.

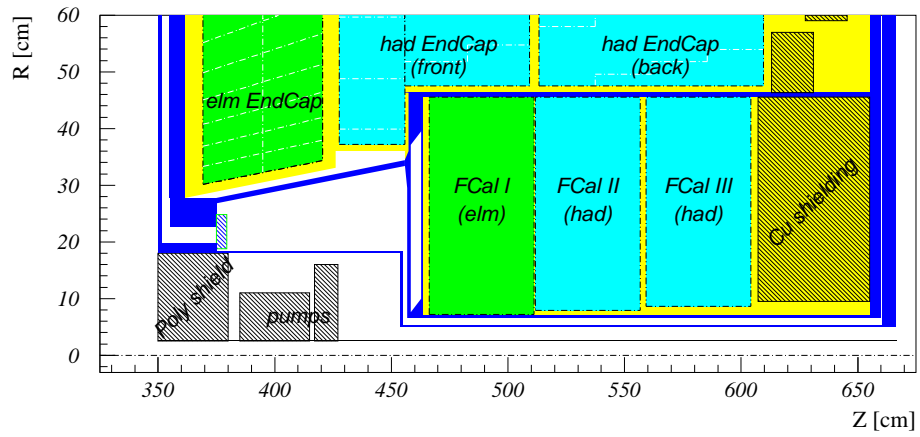


FIG. 2.18: Coupe longitudinale du calorimètre avant et d'une partie des détecteurs présents dans le cryostat à argon liquide.

énergie de $\sigma_E/E < 7\%$ et une résolution angulaire $\sigma_\theta/\theta < 7\%$ [88].

2.6 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [89] a pour rôle d'identifier et de reconstruire les traces des muons et de mesurer leur impulsion. La résolution sur l'impulsion et la couverture spatiale sont les deux principaux paramètres du spectromètre à muons. La résolution requise pour la recherche du boson de Higgs est de 1% pour des impulsions de 5 à 50 GeV (masse du boson de Higgs entre 120 et 170 GeV) [90].

Le système de déclenchement sur les événements avec un ou plusieurs muons doit être performant. Les performances sont définies par l'efficacité et par l'acceptance du spectromètre. Enfin, il faut pouvoir associer sans ambiguïté les muons avec le bon croisement de paquet de protons.

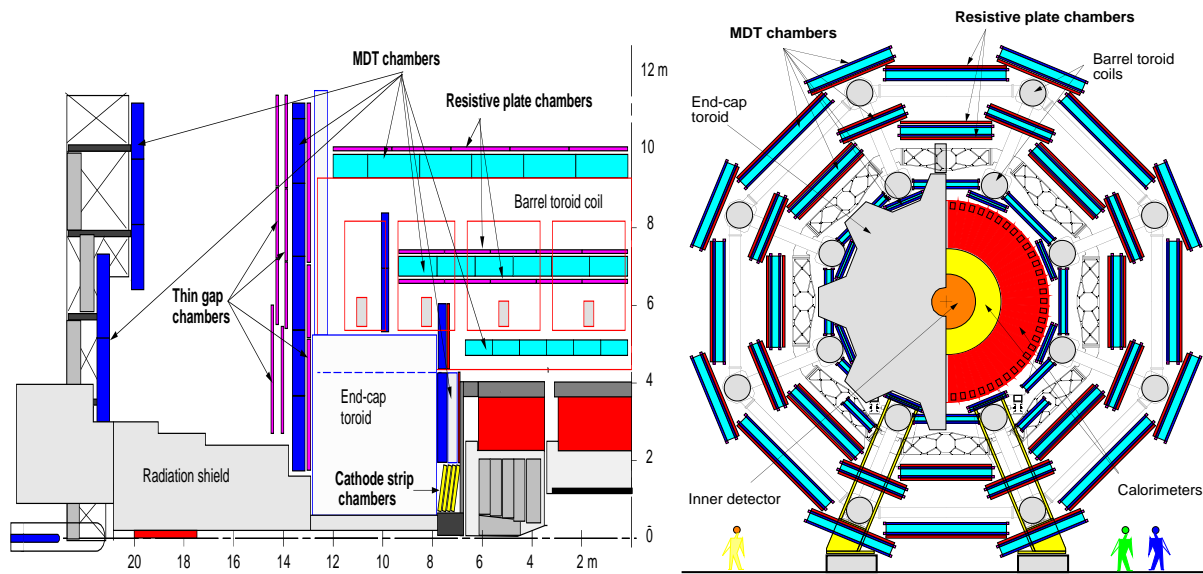


FIG. 2.19: Vue en coupe d'un quart du spectromètre à muons et sa coupe transverse.

Dans ce cadre, le spectromètre est composé d'un système de trajectographie, d'aimantation et de déclenchement et est divisé en deux parties : le tonneau, $|\eta| < 1.0$, et le bouchon, $1.0 < |\eta| < 2.7$. La structure du spectromètre est représenté sur la figure 2.19. La détection des traces est assurée par deux types de chambres : des tubes à dérivation (MDT) pour $|\eta| < 2.0$ et des chambres à pistes de cathodes (CSC) pour $2.0 < |\eta| < 2.7$. Le système de déclenchement est assuré par les RPC (chambres sans fil composées de plaque résistive et de gaz) pour le tonneau et par les TGC (chambres à fils avec un intervalle anode-cathode plus petit que la distance entre deux anodes) pour le bouchon.

Les aimants du spectromètre sont des toroïdes supraconducteurs définis pour appliquer un champ magnétique dans un volume important. La figure 2.20 montre une vue du système d'aimantation (un seul bouchon est représenté). Le tonneau [91] aura une longueur de 25 m et un rayon interne (externe) de 4.7 m (10 m). Les deux bouchons

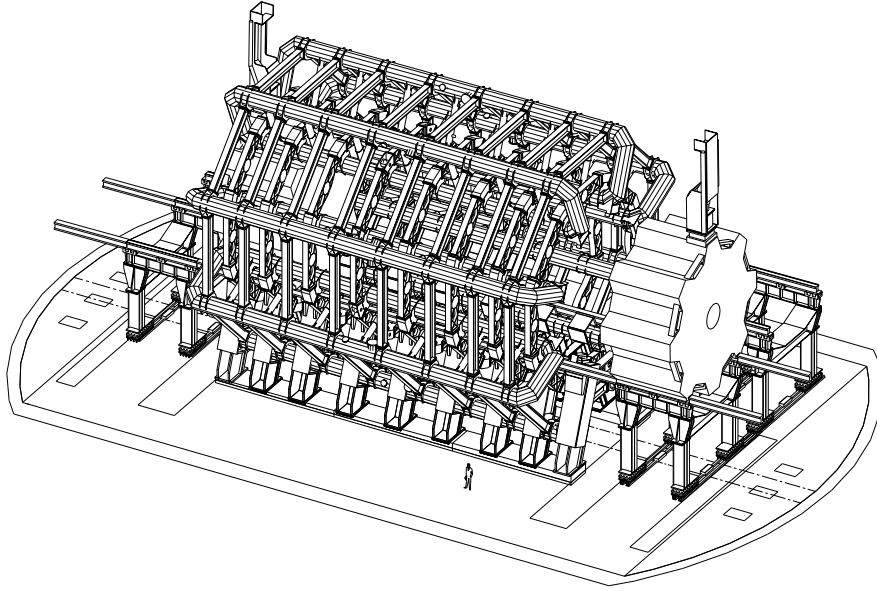


FIG. 2.20: *Vue en trois dimension du système d'aimant toroïdal. L'aimant bouchon à droite est dans une position reculée par rapport à sa position de fonctionnement.*

[92] auront une longueur de 5 m et un rayon interne (externe) de 0.8 m (5.3 m). Le système d'aimantation est équipé d'appareils de mesure du champ magnétique. La valeur de ce dernier doit être connu avec précision afin de ne pas dégrader la résolution du spectromètre. En effet, une incertude de 0.3% sur la connaissance des champs magnétiques peut entraîner une dégradation de 3% sur la résolution [93].

Le système de détection est représenté sur la figure 2.21. Le système de traçage des particules (MDT et CSC) est complété par un système de déclenchement (RPC et TGP).

La position des chambres a été choisie pour qu'une particule provenant du point d'interaction traverse trois stations de chambre, pour avoir une bonne herméticité et pour optimiser la résolution sur l'impulsion. Les chambres (MDT) du tonneau forment trois couche cylindrique (stations) à des rayons de 5, 7.5 et 10 m. Les chambres RPC (trois au total) de déclenchement sont localisées de part et d'autre du deuxième cylindre et devant ou derrière la dernière couche de MDT (fig. 2.19). Le bouchon est composé de cinq disques, quatre utilisant la technologie des MDT et un utilisant les CSC (même position que le premier disque de MDT).

Les MDT [94] sont des chambres composées de tubes à dérive en aluminium de 30 mm de diamètres, de 0.4 mm d'épaisseur et d'un fil central (97% de tungstène (W) et 3% de rhénium (Re)) de 0.5 mm de diamètre. Les tubes fonctionnent avec un mélange gazeux non-inflammable de 93% d'argon et 7% de dioxyde de carbone [95] à 3 bar de pression afin de réduire les fluctuations de diffusion et d'ionisation. Cette conception permet d'avoir une résolution de 80 μm par tube. Afin d'améliorer la résolution, les chambres sont composées de 2×4 couches de tubes à dérive dans les stations internes ($R=5$ m) et de 2×3 couches dans les autres stations (figure 2.22). L'ensemble des MDTs représente 1194 chambres (370000 canaux) et couvre 5500 m^2 .

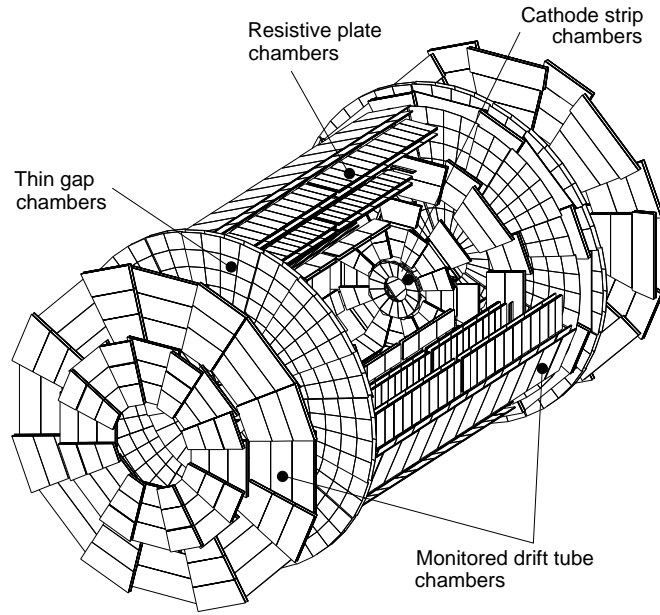


FIG. 2.21: *Vue en trois dimension du système de détection du spectromètre à muons.*

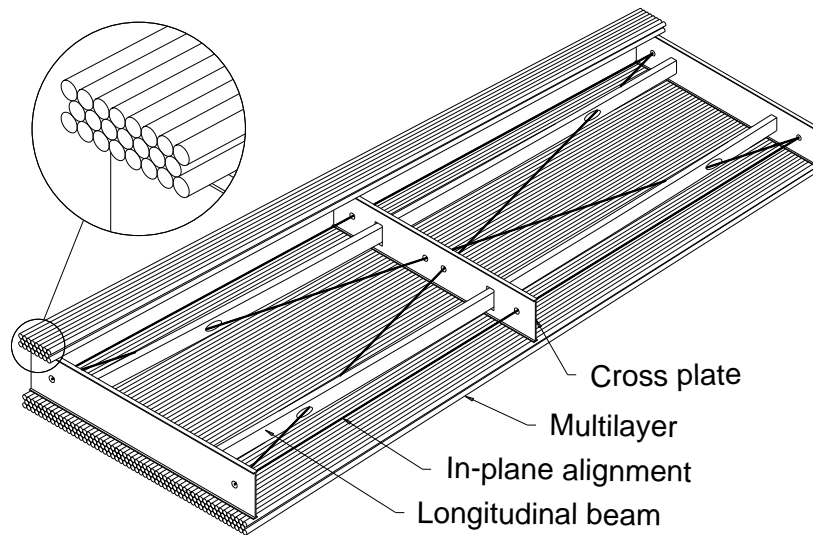


FIG. 2.22: *Schema d'une chambre MDT composée de 2x3 couches de tubes. La forme rectangulaire de la chambre correspond à une chambre du tonneau (trapézoïdale pour le bouchon).*

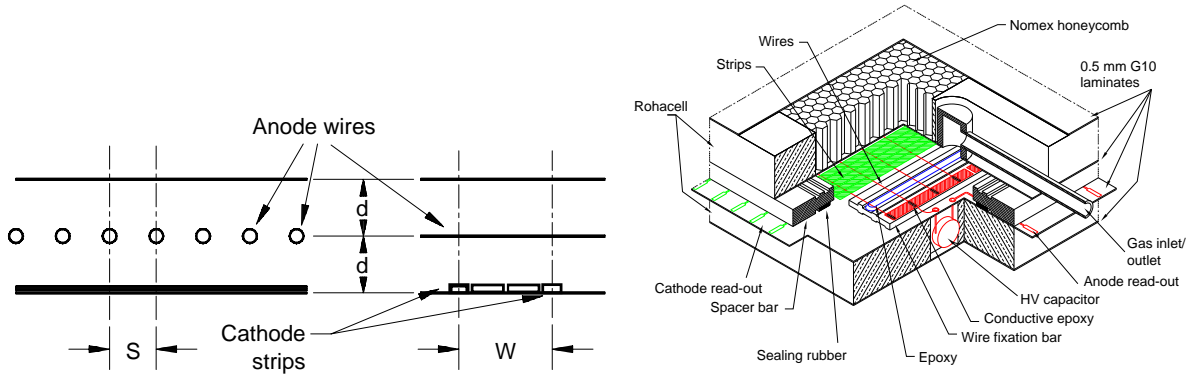


FIG. 2.23: Structure schématique d'une CSC et vue d'une couche de CSC. $s = d = 2.54$ mm et $w = 5.08$ mm.

Les CSC [96] sont des chambres proportionnelles multifils. Les coordonnées sont obtenues en mesurant la charge induite sur la cathode segmentée en piste par l'avalanche d'électron sur l'anode (fils de W-Re de $30 \mu\text{m}$ de diamètre). La figure 2.23 présente ces chambres. Les fils d'anode et les pistes de cathode sont perpendiculaires (à gauche sur la figure 2.23. Une chambre permet d'atteindre une résolution de $60 \mu\text{m}$, un temps de dérive inférieur ou égale à 30 ns , une résolution en temps de 7 ns et une faible sensibilité aux neutrons [97]. Comme pour les MDTs, les CSCs sont composées d'un mélange gazeux non-inflammable (30% d'Ar, 50% de CO_2 et 20% de CF_4). Le disque de CSC est composé de 2×4 couches de CSC en profondeur et couvre une région en pseudo-rapacité de $2.0 < |\eta| < 2.7$.

Le système de déclenchement du spectromètre à trois fonctions principales : identifier le croisement de faisceau, un déclenchement sur des coupures en p^T dans les champs magnétiques modérés, ce qui requiert une granularité de 1 cm , et mesurer la seconde coordonnée dans la direction orthogonale à celle mesurée dans les MDT.

Les RPC [98] sont des détecteurs gazeux composées de plaques de bakélite de 2 mm d'épaisseur séparées par 2 mm d'espaceur définissant l'épaisseur de gaz (97% de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ et 3% de C_4H_{10}). Des pistes de lectures sont placées de part et d'autre des plaques de bakélite : d'un coté les pistes sont parallèles aux fils des MDT (pistes " η "), de l'autre perpendiculaire (pistes " ϕ ") afin de donner la deuxième coordonnée. Une chambre est composée de 2×2 couches de ce type et le spectromètre dispose de trois stations de chambres couvrant une région en pseudo-rapacité de $|\eta| < 1.05$, ce qui représente pour l'ensemble du système 354000 canaux de lecture. Le test d'un prototype de ce type de chambres a permis de mesurer une résolution temporelle de 1.5 ns [99], bien inférieure au temps de croisement de faisceau.

Les TGC [100] sont des chambres similaires aux chambres proportionnelles multifils. La différence est que la distance anode-cathode est inférieure à la distance entre deux anodes². La figure 2.24 montre la structure des TGC et une coupe schématique des TGC. Les fils d'anode sont parallèles aux fils des MDT et les pistes "pick-up" de la figure 2.24

²La distance anode-anode est de 1.8 mm alors que la distance cathode-anode est de 1.4 mm .

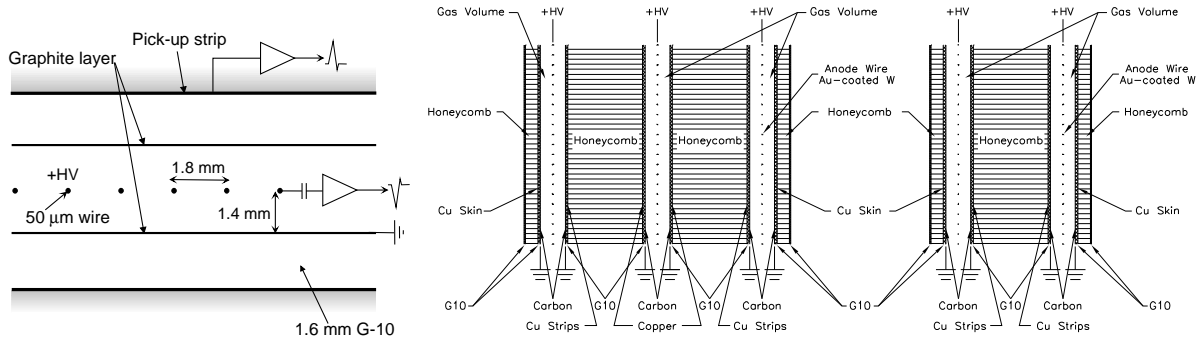


FIG. 2.24: Structure schématique d'une TGC et coupe d'un triplet et doublet de TGC. L'épaisseur des intervalles de gaz ont été élargi.

sont perpendiculaires aux anodes afin de mesurer la deuxième coordonnée. Le gaz est un mélange de 55% de CO_2 et de 45% de $n\text{-C}_5\text{H}_{12}$ afin notamment d'avoir une faible sensibilité aux déformations mécaniques et d'avoir une distribution gaussienne de la hauteur des signaux avec une faible queue de Landau.

Les TGC sont construites en doublets et triplets comme le montre la figure 2.24. Le plan d'anode est compris entre deux plan de cathode de graphite. Des pistes de lecture en cuivre fournissent la coordonnée azimutale et sont placées sur la face arrière d'une cathode par TGC, excepté pour les triplets où la TGC centrale ne dispose pas de telles pistes. Ces chambres permettent d'avoir une efficacité de détection d'une particule au minimum d'ionisation de 99% dans un intervalle en temps de 25 ns [101].

Les chambres doivent être précisément alignées [102] entre elles (à 30 μm près) afin que leurs performances intrinsèques puissent permettre au spectromètre d'atteindre la résolution en impulsion requise. La déformation des chambres et leur positionnement seront continuellement surveillés par un système d'alignement optique.

2.7 Le système de déclenchement et acquisition des données

L'acquisition d'un événement est basé sur un système de trois niveau de sélection. Chaque niveau affine les décisions faites par le niveau précédent en appliquant nécessairement des critères de sélection supplémentaires.

La principale fonction du système de déclenchement est de rejeter les événements "minimum-bias" produit lors des interactions des paquets de protons toutes les 25 ns, soit un taux d'interaction d'environ 10^9 Hz pour une luminosité instantannée de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Avec un taux d'enregistrement à la fin de la chaîne de sélection autour de 100 Hz, il faut que le système de déclenchement soit capable de réduire le taux d'un facteur 10^7 et d'avoir une bonne efficacité de sélection des événements rares comme les désintégrations du boson de Higgs. La figure 2.25 présente le diagramme du système de déclenchement d'ATLAS.

Le niveau 1 [103] doit être capable d'identifier l'intérêt du croisement de faisceau. Il est important que le niveau 1 ait un temps de latence minimum. Pendant ce temps, l'infor-

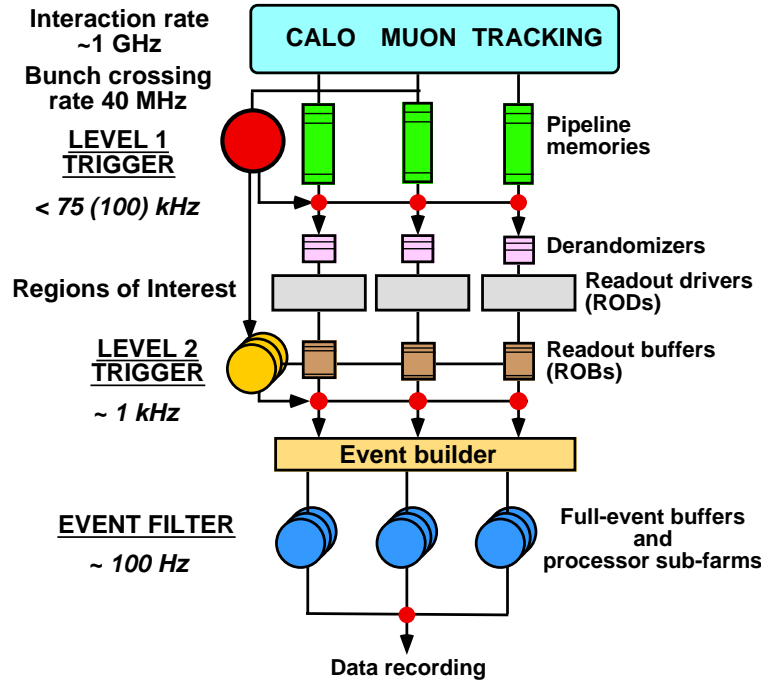


FIG. 2.25: Diagramme du système de déclenchement à trois niveaux d’ATLAS.

mation des canaux des détecteurs est stockée dans des mémoires (mémoires “pipeline”), proche des détecteurs. Le temps requis doit être plus petit que $2.5 \mu\text{s}$.

Chaque sous ensemble de détecteurs (détecteurs de traces chargées, calorimètre et spectromètre à muons) effectue une sélection initiale. Par exemple, les muons de hautes impulsions transverses sont identifiés en utilisant les RPC (tonneau) et les TGC (bouchon). Les calorimètres sélectionnent les événements en utilisant l’information mesurée dans des tours de cellules appelées tours de déclenchement (égale à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour le calorimètre électromagnétique). Il est ainsi recherché par les calorimètres des électrons, des photons, des jets et des τ se désintégrant en hadrons de haute impulsion transverse p^T ainsi que des énergies transverses manquantes E_{miss}^T importantes.

Le taux maximum de sélection du niveau 1 par l’électronique frontale d’ATLAS est de 75 kHz. Ces événements sélectionnés sont amenés de l’électronique frontale des détecteurs vers les “ROD” (traitement des données) et les ROB (mémoires) à l’extérieur du détecteur ATLAS. Les données stockées dans les ROB attendent la décision du niveau 2.

Le niveau 2 [104] utilise les “régions d’intérêt” (RoI) définie par le niveau 1 (η, ϕ, p^T , l’énergie transverse E^T des particules et l’énergie transverse manquante E_{miss}^T). Toutes les informations sur l’événement sont utilisables par le niveau 2. C’est donc une sélection plus fine que le niveau 1. Le temps de latence dépend de l’événement et est prévue dans un intervalle de 1 à 10 ms. Ce niveau réduit le taux de sélection à environ 1 kHz.

On peut passer brièvement en revue les sélections sur les différentes particules :

- pour les muons : le niveau 2 permet d’affiner la sélection en p^T en utilisant les mesures des chambres à muons MDT et CSC et en utilisant les détecteurs de traces

chargées. Le critère d'isolation utilise l'information des calorimètres dans la région autour du muon candidat.

- pour les électrons isolés : utilisation de la granularité du calorimètre électromagnétique, des traces dans les détecteurs internes et des caractéristiques du TRT pour l'identification des électrons.
- pour les photons isolés : le niveau 2 utilise uniquement l'information du calorimètre (pas de traces dans les détecteurs internes), d'où l'intérêt d'un calorimètre électromagnétique finement segmenté qui permet de reconstruire l'impulsion des photons avec précision et de séparer deux photons très collimés.
- pour les τ : utilisation de la granularité des calorimètres et des détecteurs internes. Un dépôt d'énergie localisé dans le calorimètre hadronique avec une trace de haute p^T est requise.
- pour les jets : la sélection est principalement faite par le niveau 1. La possibilité d'identifier les jets de quark b en utilisant les détecteurs internes est à l'étude.

Le niveau 3 [104] est la dernière étape de sélection et est appelée filtre d'événements. Des méthodes et algorithmes d'analyses "offline" sont adaptées pour l'environnement en temps réel afin d'affiner la sélection. Il est donc utilisé par le filtre événement des algorithmes et des critères complexes que l'on ne peut pas appliquer dans le niveau 2 comme, par exemple, les calculs de vertex ou les ajustements de traces en utilisant le bremsstrahlung des électrons.

Ce niveau réduit le taux de sélection à environ 100 Hz. Les événements sélectionnés par le filtre d'événement sont ensuite enregistrés. Ce niveau utilise toutes les données les plus récentes concernant les détecteurs, comme la calibration, les alignements ou les cartes de champs magnétiques.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique bouchon

3.1 Le détecteur

Le calorimètre électromagnétique bouchon à géométrie en accordéon est un calorimètre à échantillonnage. Le plomb a été choisi comme matière passive car c'est un matériau avec une longueur de radiation (X_0) courte. Afin d'atteindre un terme stochastique de $10\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$, l'argon liquide a été choisi comme matière active. Les électrodes placées entre deux absorbeurs vont à la fois appliquer une différence de potentiel dans l'intervalle absorbeur-électrode (g) d'argon liquide et mesurer l'énergie déposée dans le calorimètre.

Le passage d'une particule dans le calorimètre va générer une gerbe électromagnétique. Les particules de la gerbe ionisent l'argon liquide. Les électrons issus de l'ionisation de l'argon vont dériver sous l'effet du champ électrique induisant un signal triangulaire (figure 3.11) par couplage capacitif sur l'électrode. L'amplitude (I_p) du triangle est de la forme :

$$I_p = v_{dr} \frac{f_\eta}{g} \propto \frac{f_\eta}{g} \times E_{champ}^{0.3} \propto \frac{f_\eta}{g^{1.3}} \times U^{0.3} \quad (3.1)$$

où v_{dr} est la vitesse de dérive des électrons, f_η est le rapport d'échantillonnage, U est la différence de potentiel et $E_{champ} = U/g$ est le champ électrique.

Le calorimètre a été conçu pour couvrir un large intervalle en pseudo-rapacité ($1.375 < |\eta| < 3.2$) dont la majeure partie est finement segmentée en η (jusqu'à $|\eta| < 2.5$). Le calorimètre est également segmenté longitudinalement, en trois compartiments, permettant, notamment, d'atteindre une résolution angulaire de l'ordre de $50 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$.

Un pré-échantillonneur sera placé devant le calorimètre dans le cryostat. Il couvrira une région en η de $[1.5, 1.8]$ afin de recouvrer l'énergie perdue par les particules dans la matière présente devant le calorimètre.

Le bouchon sera placé à quatre mètres du point de croisement des faisceaux avec un rayon de deux mètres afin de couvrir la région en η requise. La zone de détection commence à une trentaine de centimètres de la ligne de faisceau, couvrant ainsi une longueur de 1.60 m

La roue du bouchon est composée de deux roues concentriques : la roue externe ($1.375 < |\eta| < 2.5$) et la roue interne ($2.5 < |\eta| < 3.2$). Un bouchon est divisé en huit modules, chaque module étant composé, pour la roue externe, de 96 absorbeurs et 95 électrodes et, pour la roue interne, de 32 absorbeurs et 31 électrodes, empilés dans une même structure. La 96^{eme} et la 32^{eme} électrode sont placées entre deux modules lors de l'assemblage du bouchon.

Afin de construire une roue, l'intervalle entre les absorbeurs et les électrodes varie en fonction du rayon, ou de η . Ce dernier décroît de 2.8 mm à 0.9 mm environ dans la roue externe et de 2.7 à 1.5 mm dans la roue interne lorsque η croît. De plus, la géométrie accordéon impose, pour le bouchon uniquement, une variation de l'angle de pliage des absorbeurs et des électrodes le long du détecteur.

La géométrie accordéon permet de sortir le signal du calorimètre par l'avant (pour le signal mesuré dans le premier des trois compartiments en profondeur) et l'arrière (pour le signal mesuré dans les deux autres compartiments) du détecteur sans créer de zone morte. Le signal est ensuite sorti du cryostat et subit plusieurs traitements (amplification, mise en forme, numérisation et reconstruction de l'énergie) dans l'électronique "chaude". Une partie de cette électronique est directement installée sur le cryostat et l'autre partie à une cinquantaine de mètres du détecteur ATLAS.

3.1.1 Les absorbeurs

Les absorbeurs [105], d'une longueur de 1.4 m dans la roue externe et d'une trentaine de centimètres dans la roue interne pour une largeur de 50 cm, sont composés de plomb rigidifiés par de l'acier inoxydable. Les deux fines couches d'acier (0.2 mm d'épaisseur avec une tolérance de $\pm 6 \mu\text{m}$) sont collées sur le plomb par 0.15 mm de fibre de verre adhésive "prepreg".

L'épaisseur de plomb étant constante (1.7 mm dans la roue externe et 2.2 mm dans la roue interne), les absorbeurs ont une épaisseur constante égale à 2.4 (2.9) mm dans la roue externe (interne). Une variation de l'épaisseur de plomb entraîne une contribution dans le terme constant de la résolution en énergie. Une tolérance sur l'épaisseur de plomb de $30 \mu\text{m}$ est requise pour être compatible avec une contribution inférieure à 0.25% dans le terme constant global [106, 107]. Les autres caractéristiques des absorbeurs dans l'argon liquide sont résumés dans le tableau 3.1.

Les absorbeurs sont fixés à la structure du calorimètre par des barreaux longitudinaux (collés sur les faces avant et arrière des absorbeurs suivant la direction η ou le rayon de la roue R). Ces derniers permettent également de maintenir les connecteurs des électrodes en place. Les barreaux longitudinaux sont composés de deux parties : l'une recouverte par l'inox qui fait la jonction plomb-barreau, l'autre est visible et permet la fixation des absorbeurs à la structure.

Des barreaux transverses sont collés suivant la profondeur (axe z) sur les absorbeurs à l'extrémité du plus grand rayon afin de diminuer les possibles déformations des absorbeurs en profondeur (déformations thermiques et mécaniques).

La figure 3.1a montre un absorbeur de la roue externe avec les barreaux longitudinaux et transverses et la figure 3.1b un absorbeur de la roue interne. On demande à ce que les barreaux en matériau composite :

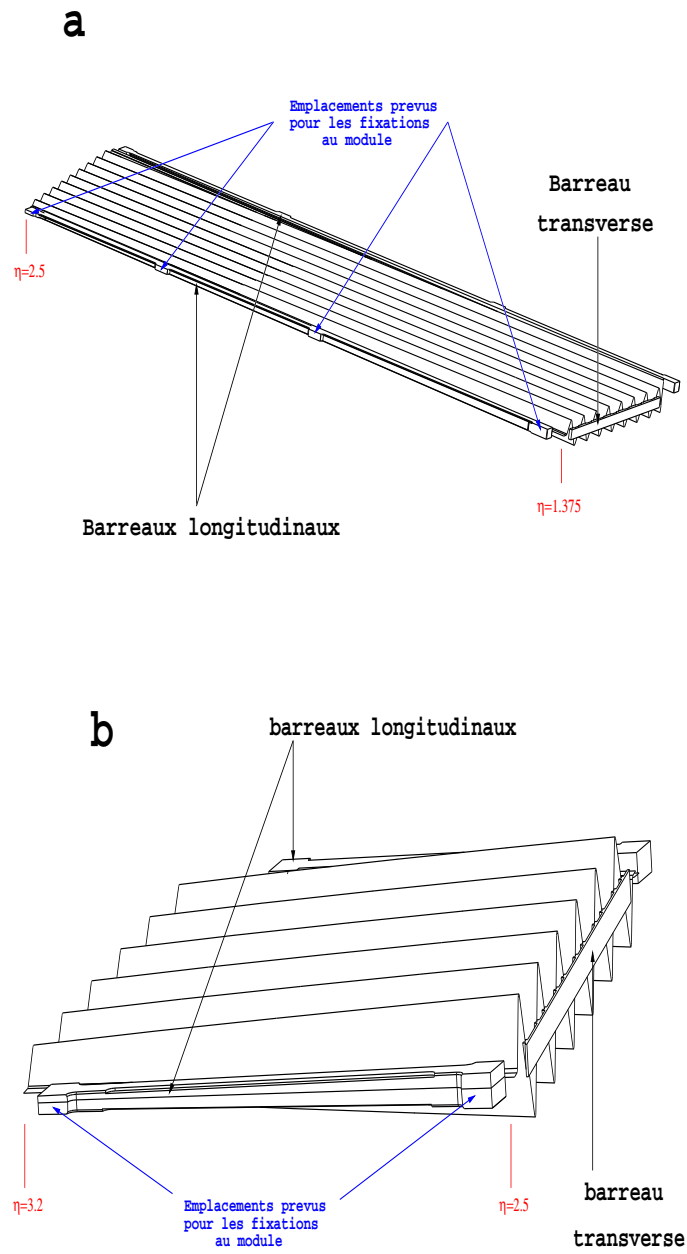


FIG. 3.1: Schéma d'un absorbeur avec les barreaux longitudinaux et le barreau transverse à grand rayon (petit η) pour la roue externe (a) et interne (b).

Paramètres	Roue Interne	Roue Externe
Nombre d'ondes	6	9
Longueur d'une onde	85 mm	56.7 mm
Épaisseur de plomb	2.2 mm	1.7 mm
Largeur de plomb	514 mm	514 mm
Largeur des barreaux longitudinaux	31 mm	31 mm
Largeur d'un absorbeur	576 mm	576 mm
Longueur de plomb face avant	308 mm	1387 mm
Longueur de plomb face arrière	351 mm	1336 mm
Masse d'un absorbeur	7.5 kg	26 kg

TAB. 3.1: *Caractéristiques des absorbeurs à la température de l'argon liquide.*

- ne soient pas conducteurs
- aient un coefficient de dilatation proche de celui du plomb¹ (par exemple, pour la roue interne, la longueur du plomb sur la face avant est de 309.1 mm à température ambiante et 308.2 mm dans l'argon liquide).
- tiennent aux radiations
- ne polluent pas l'argon liquide (pas d'émanation d'éléments électronégatifs)
- soient facilement usinable

Enfin, l'accordéon est composé de 9 ondes dans la roue externe et de 6 ondes dans la roue interne. L'angle de pliage varient suivant le rayon R. La figure 3.2 montre les angles des absorbeurs (et des électrodes) pour trois positions de la roue externe (R=70 cm, 110 cm et 190 cm). L'angle varie de 60° à 120° environ en fonction du rayon pour la roue externe et de 55° à 110° dans la roue interne [108].

3.1.2 Les électrodes

Géométrie et caractéristiques des électrodes

Les électrodes ont les mêmes caractéristiques géométriques que les absorbeurs (angles de pliages, longueur, largeur², nombre d'ondes) et ont une épaisseur de 275 μm . Chacune est composée de trois couches de cuivre séparées par une couche d'isolant (kapton) comme le décrit schématiquement la figure 3.3. Les deux couches externes (appelées HV1 et HV2) en cuivre appliquent la haute tension. Cette dernière est amenée par la face arrière de l'électrode et distribuée en profondeur par des résistances sérigraphiées (Fig. 3.4). Les résistances servent également à protéger les pré-amplificateurs (sect. 3.2.1) d'un claquage accidentel qui induirait un courant important dans la chaîne de lecture. Les cellules de haute tension sont divisées en pavés suivant z reliés par des résistances. Pour

¹Coefficient de dilatation du plomb : Roue Externe = $14.1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; Roue Interne = $14.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

²Dimension avant pliage : 956 mm \times 1445 mm pour la roue externe et 869 mm \times 533 mm pour la roue interne.

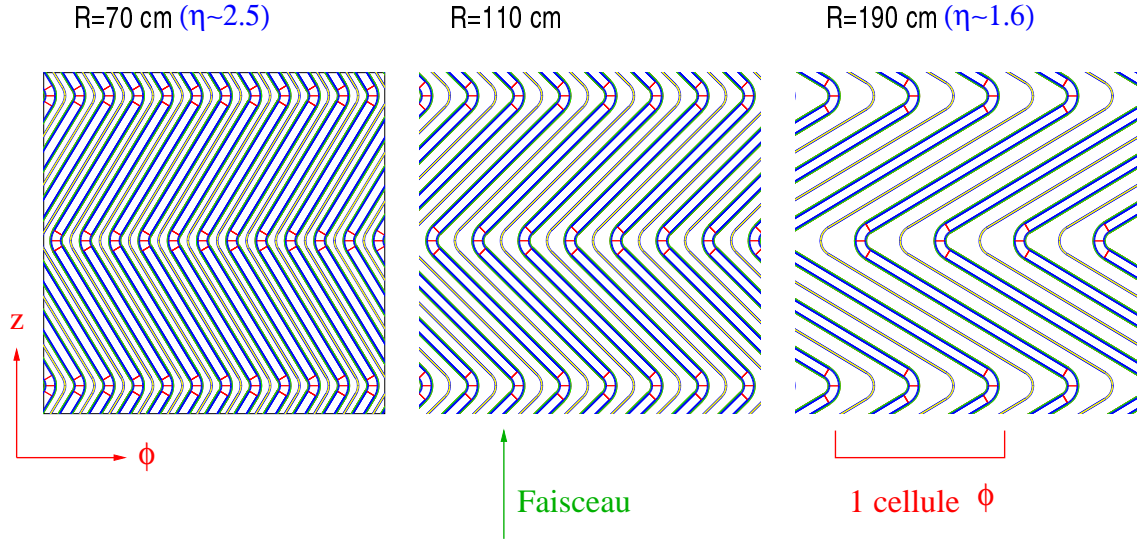


FIG. 3.2: Angle de pliage pour trois positions le long de la direction η . L'angle de pliage est aigu pour les petites valeurs de η ($\sim 60^\circ$) et est obtu pour les grands η ($\sim 120^\circ$).

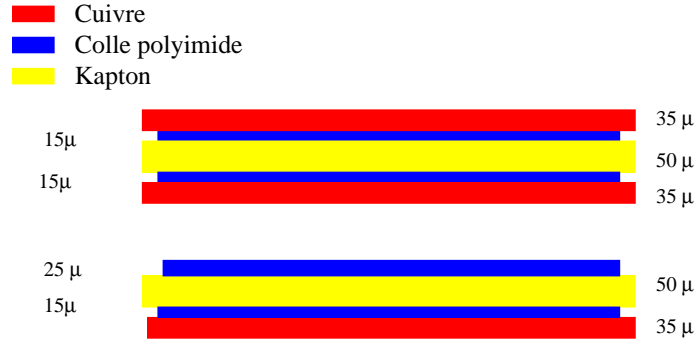


FIG. 3.3: Coupe schématique d'une électrode.

minimiser le courant de claquage il faut des valeurs de résistances élevées. De plus, le bruit d'empilement dans ATLAS va créer un courant permanent induisant une diminution de la haute tension ($\Delta U = R\Delta I$). Pour minimiser ΔU , il faut minimiser la valeur de R (ΔI est constant). Ainsi il y a un compromis à faire dans le choix de la valeur des résistances : minimiser le risque d'endommagement des pré-amplificateur en cas de claquage et minimiser la chute de tension dûe aux événement d'empilement. Une simulation a permis de fixer la valeur et le nombre des résistances [109].

Les absorbeurs sont mis à la masse par des contacts qui relient la surface des absorbeurs à des connecteurs de masse sur les électrodes. Ces contacts sont présents le long de l'électrode excepté entre $\eta = 2.0 - 2.1$.

Les absorbeurs étant connectés à la masse, l'application d'une haute tension sur les faces externes des électrodes va créer un champ électrique dans l'intervalle absorbeur-électrode (g) d'argon liquide. L'ionisation de l'argon liquide et la dérive des électrons

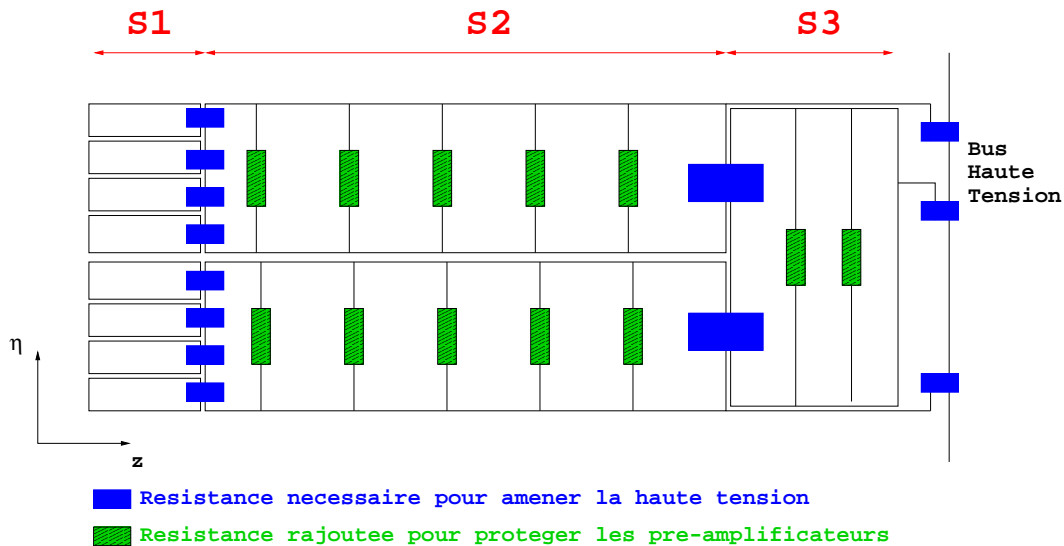


FIG. 3.4: Schéma de distribution de la haute tension sur les une électrode de la roue externe. Les résistances hachurées sont les résistances rajoutées afin de protéger les pré-amplificateurs.

sous l'effet du champ électrique va induire un courant (signal triangulaire) par couplage capacitif sur la couche interne de l'électrode, en cuivre également et séparée des couches "haute tension" par $50 \mu\text{m}$ d'isolant (appelé kapton).

Segmentation

Les électrodes sont segmentées longitudinalement en 2 ou 3 compartiments, la somme des compartiments représentant en profondeur au moins $28 X_0$. La segmentation transverse (projective) dépend du compartiment :

- Premier compartiment (S1) : il a une couverture en pseudo-rapidité η de $[1.375-2.5]$ et est finement segmenté sur tout cet intervalle, excepté pour $\eta = 1.375 - 1.5$ et $2.4 - 2.5$ (présence du tonneau devant le bouchon d'un coté et présence de la séparation roue externe-roue interne de l'autre). Une cellule dans la direction azimutale ϕ est formée par la somme de 12 électrodes ($\Delta\phi = 12 \times 2\pi/768 \sim 0.1$).

Ce compartiment représente environ $7 X_0$ jusqu'à $|\eta| = 1.9$ et $6 X_0$ ensuite. Il est dédié à la séparation des photons collimés provenant de la désintégration des π_0 , afin de réduire le bruit de fond dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, et au calcul précis de la position en η des particules.

- Deuxième compartiment (S2) : il couvre le calorimètre entièrement avec une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ constante dans la roue externe ($\Delta\eta = 0.025$) et interne ($\Delta\eta = 0.1$), ceci afin de mesurer un flux constant de particules par cellule. Une cellule en ϕ est la somme de 3 (4) électrodes dans la roue externe (interne), ce qui représente une granularité de $\Delta\phi = 3 \times 2\pi/768 \sim 0.025$ ($\Delta\phi = 4 \times 2\pi/256 \sim 0.1$). En combinant le barycentre en η calculé dans S1 et S2, une résolution angulaire sur l'angle polaire

	$\Delta\eta \times \Delta\phi$					
	[1.375,1.5]	[1.5,1.8]	[1.8,2.0]	[2.0,2.4]	[2.4,2.5]	[2.5,3.2]
S1	0.025×0.1	$0.025/8 \times 0.1$	$0.025/6 \times 0.1$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.1	–
S2	0.025×0.025	0.025×0.025	0.025×0.025	0.025×0.025	0.025×0.025	0.1×0.1
S3	–	0.050×0.025	0.050×0.025	0.050×0.025	0.050×0.025	0.1×0.1

TAB. 3.2: *Segmentation transverse du calorimètre électromagnétique bouchon. Les tailles des cellules en η est définie sur l'électrode, celle en ϕ par la somme d'électrodes.*

θ de 50 mrad/ $\sqrt{E(GeV)}$ (nécessaire à la mesure de la masse du bosons de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec une précision de 1%) est atteinte.

La somme longitudinale de S1 et S2 représente $\sim 24 X_0$ dans la roue externe. Dans la roue interne S2 représente $24 X_0$. Ainsi la majeure partie de l'énergie déposée dans le calorimètre sera mesurée dans ce compartiment.

- Troisième compartiment (S3) : avec une couverture en η de [1.5-3.2] et une segmentation, par rapport à S2, deux fois plus large en η dans la roue externe (identique dans la roue interne) et identique en ϕ dans les deux roues, il complète le détecteur en profondeur afin de mesurer l'énergie des électrons/positrons et photons de très hautes énergies. Il permet également de recouvrir l'énergie de telles particules dont la gerbe n'aurait pas été entièrement contenue dans le calorimètre ou de contribuer à améliorer l'identification des particules (réjection e^\pm/jet , γ/jet , τ/jet).

Ce compartiment représente entre 4-12 X_0 dans la roue externe et entre 2-8 X_0 dans la roue interne.

La figure 3.5 montre le schéma d'une électrode de la roue externe et de la roue interne avant pliage. Elle met en évidence la segmentation longitudinale et la granularité η , référencée aussi dans le tableau 3.2. Dans les analyses des tests des modules, les cellules du deuxième compartiment sont souvent prises comme références pour se situer sur le détecteur.

3.1.3 Les espaceurs

Afin de garder l'électrode centrée entre deux absorbeurs, il a été conçu des espaceurs, en papier imprégné de résine phénolique, représentant très peu de matière (32 kg/m^3). Les espaceurs doivent être résistant à la pression des absorbeurs pour éviter tout contact entre les électrodes et les absorbeurs. Pour satisfaire ces deux critères, les espaceurs sont composés de cellules hexagonales qui rappellent la structure des nids d'abeilles, comme on peut le voir sur la figure 3.6. Les espaceurs sont découpés en bandelette afin de couvrir les flancs des absorbeurs et des électrodes. Leur épaisseur ne varie pas exactement comme l'intervalle absorbeur-électrode (g), mais linéairement en fonction du rayon afin de faciliter leur fabrication. Pour minimiser l'écart entre l'intervalle absorbeur-électrode et l'épaisseur des espaceurs du à cette approximation, la roue externe et interne disposent de deux lots d'espaceurs³ pour couvrir une électrode ou un absorbeur.

³La variation linéaire de l'épaisseur est différente pour les deux lots.

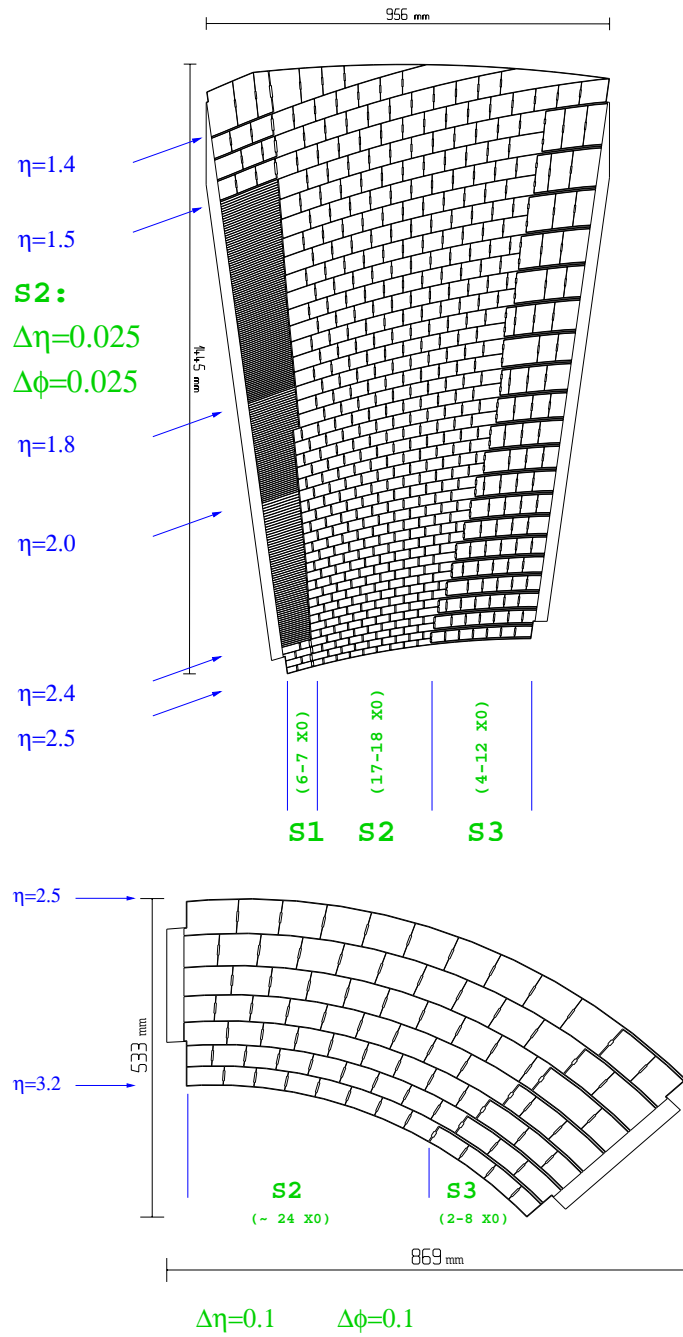


FIG. 3.5: Haut : électrode de la roue externe avant pliage. Bas : électrode de la roue interne avant pliage.



FIG. 3.6: *Filet d'espaceur couvrant la moitié d'un absorbeur ou d'une électrode de la roue externe. Les fils rigides permettent de donner au filet la forme en accordéon.*

Les bandelettes d'espaceur sont maintenues par des fils rigides (pour le Module 0 par des fils souples) qui donnent aux filets la forme des ondes des absorbeurs et des électrodes (qui prenaient la forme des éléments pour le Module 0). L'épaisseur du fils doit être prise en compte dans la fabrication des espaceurs pour que l'épaisseur des filets ne soit pas supérieur à l'intervalle g .

3.1.4 L'assemblage

Les absorbeurs et les électrodes sont empilés dans une structure en aluminium. Les absorbeurs sont fixés à la structure à l'aide de vis et de pions au niveau des couronnes externes, intermédiaires et internes présentées sur la figure 3.7. Les absorbeurs sont également vissés à des anneaux d'indexation et à la couronne anti-flexion pour maintenir l'absorbeur en position.

3.1.5 L'électronique froide

On appelle électronique froide l'électronique se trouvant dans le cryostat. On distingue :

- les cartes sommatrices : ces cartes récupèrent et somment le signal mesuré par les électrodes afin de constituer une cellule en ϕ . Une cellule en ϕ du premier compartiment de la roue externe est égale à la somme de douze électrodes. La sommation s'effectue sur la face avant du calorimètre. Pour le deuxième et troisième compartiment de la roue externe (interne), une cellule en ϕ est composée de trois (quatre)

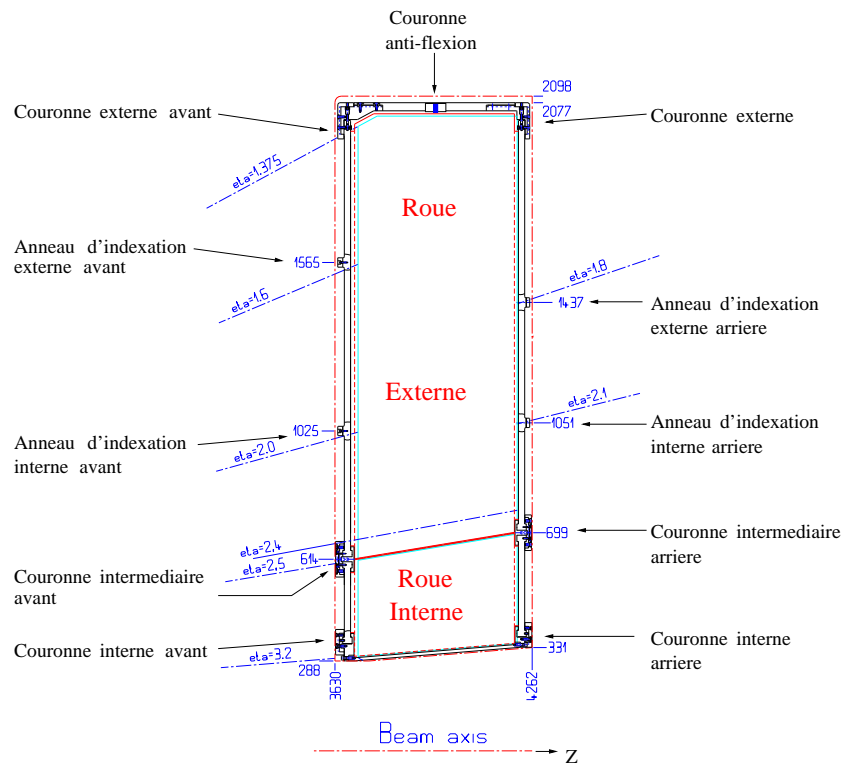
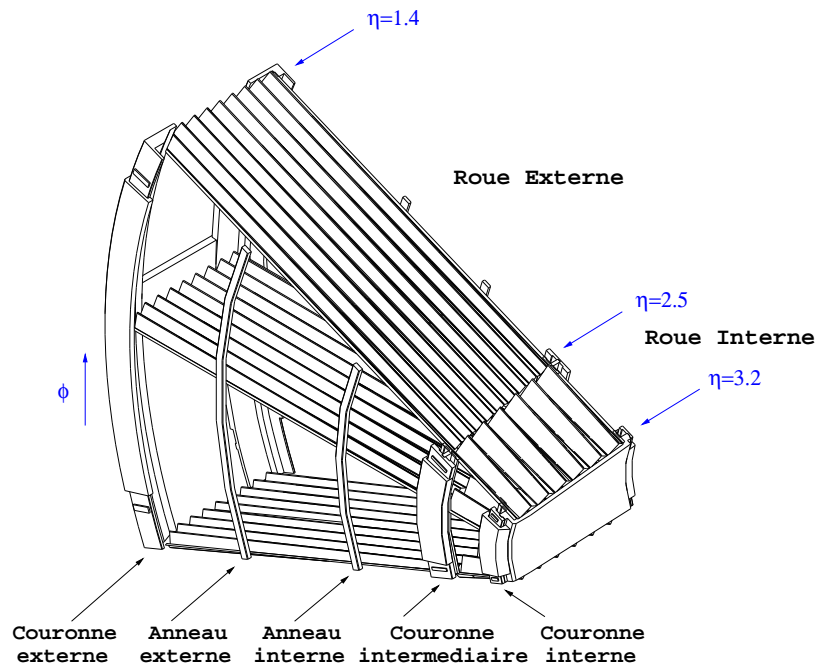


FIG. 3.7: Haut : Schéma d'un module avec couronnes et anneaux d'indexation. Bas : coupe du bouchon et positions des couronnes et des anneaux d'indexation.

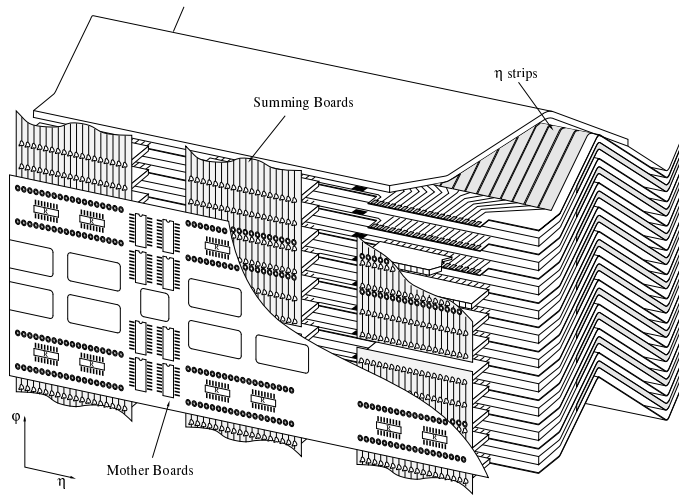


FIG. 3.8: Schéma de l'électronique froide connectée aux électrodes de la face avant.

électrodes et la sommation s'effectue sur la face arrière du calorimètre.

Une carte sommatrice est connectée à 12 électrodes dans la roue externe et à 16 électrodes dans la roue interne. Les connexions sont redondantes : pour chaque canal de sortie du signal deux connecteurs sont prévus sur l'électrode et sur les cartes sommatrices. Le signal est ensuite amené sur les cartes mères. Cette redondance se retrouve également sur les connexions des cartes mères. La figure 3.8 montre un schéma de l'électronique froide (carte sommatrice + carte mère) connectée au calorimètre.

- les cartes mères : elles sont connectées sur les cartes sommatrices et ont pour but :
 - i*) de récupérer le signal après sommation de n électrodes ($n=12$ (S1), 3 (S2-S3 roue externe) , 4 (S2-S3 roue interne) suivant le compartiment et la roue) par les cartes sommatrices et de le sortir du cryostat par des câbles (harnais A),
 - ii*) de distribuer le signal de calibration dans les cellules du calorimètre via un réseau de résistance qui dépend du compartiment (les résistances d'injection sont référencées dans le tableau 3.3,
 - iii*) de récupérer la réponse des cellules et de la faire sortir du cryostat via les harnais A. La figure 3.9 représente le schéma d'une carte mère. Le signal de sortie de physique est récupéré au niveau des "MillMax". L'injection de la calibration se fait au niveau des connecteurs "CAL_M/B" et le signal de sortie est récupéré au niveau des connecteurs "LOW PROFILE".

Une carte mère est connectée à deux cartes sommatrices, soient 24 électrodes, dans la roue externe et à une carte sommatrice dans la roue interne. Le tableau 3.4 donne la couverture en η des cartes mères pour la roue interne et la roue externe.

3.1.6 Distribution de la haute tension

La haute tension est amenée sur la face arrière du calorimètre par des câbles connectés sur des cartes appelées cartes haute tension. Une carte permet de distribuer la haute tension sur 24 électrodes dans la roue externe et 4 dans la roue interne. Le nombre

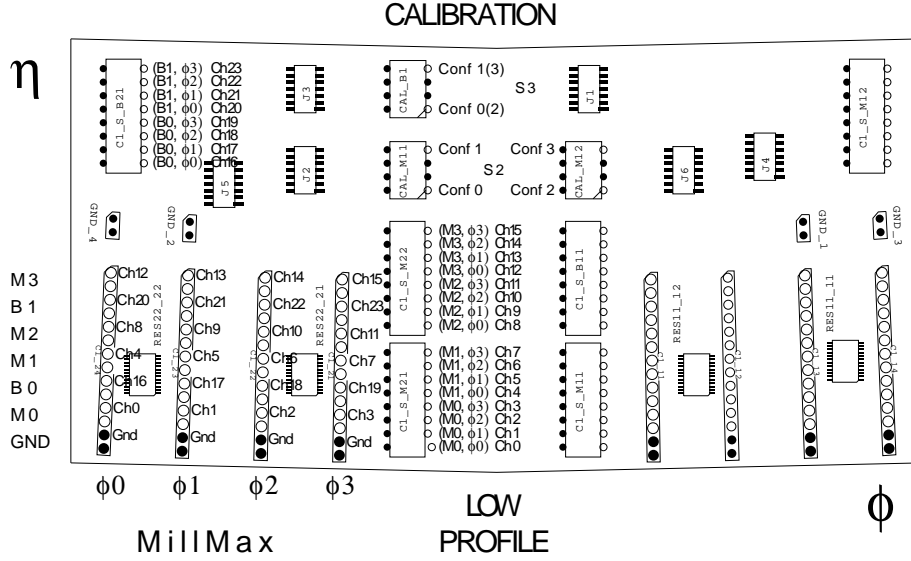


FIG. 3.9: Schéma d'une carte mère B1 ($S2 \eta = 1.5 - 1.6$).

Compartment	Résistance d'injection ($k\Omega$)		
	$\eta = 1.375 - 1.5$	$\eta = 1.5 - 1.8$	$\eta = 1.8 - 3.2$
Pré-échantillonneur	–	3	–
S1	3	3	3
S2	1	0.5	0.5
S3	1	1	1

TAB. 3.3: Valeur ($k\Omega$) des résistances d'injection du signal de calibration.

Carte mère	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	Compartment	Aire (dm^2)
F1	1.4 - 1.5	0.2	S1/S2	7.7
F2	1.5 - 1.6	0.2	S1	4.9
F3	1.6 - 1.8	0.2	S1	7.7
F4	1.8 - 2.0	0.2	S1	4.7
F5	2.0 - 2.5	0.2	S1	5.4
B1	1.5 - 1.6	0.2	S2/S3	6.5
B2	1.6 - 1.8	0.2	S2/S3	9.9
B3	1.8 - 2.1	0.2	S2/S3	8.3
B4	2.1 - 2.5	0.2	S2/S3	4.8
IB	2.5 - 3.2	0.4	S2/S3	4.5

TAB. 3.4: Caractéristiques des cartes mères.

η	HT nominale (V)	HT test (V)
1.374-1.5	2500	1600
1.5-1.6	2300	1500
1.6-1.8	2100	1300
1.8-2.0	1700	1000
2.0-2.1	1500	950
2.1-2.3	1250	750
2.3-2.5	1000	650
2.5-2.8	2300	1400
2.8-3.2	1800	1100

TAB. 3.5: Valeur de haute tension (HT) appliquée dans l'argon liquide (nominale) et appliquée dans l'air (test).

de carte haute tension est limitée, suivant η , à sept dans la roue externe et two dans la roue interne, ceci pour limiter le nombre de câble sortant du cryostat pour des raisons de coût. On applique ainsi une haute tension par pallier dont les valeurs sont reportées dans le tableau 3.5. La réponse du calorimètre au passage d'une particule étant :

$$I_p \sim \frac{f_\eta}{g} \times E_{champ}^{0.3} \sim \frac{f_\eta}{g^{1.3}} \times U^{0.3} \quad (3.2)$$

où f_η est le rapport d'échantillonnage, E_{champ} est le champ électrique entre un absorbeur et une électrode, g l'intervalle absorbeur-électrode et U est la différence de potentiel, une haute tension par pallier (U constante par secteur haute tension), va induire une variation du signal mesuré à l'intérieur de chaque secteur (f_η et g varient). La conséquence d'une haute tension par pallier sur le signal est discuté dans la section 4.5.2.

3.2 L'électronique chaude

L'électronique chaude est l'électronique hors du cryostat. Une partie est placée sur le cryostat, afin de limiter la longueur des câbles, à la sortie des traversées étanches ⁴, dans les châssis "frontaux". L'autre partie, châssis de "lecture de sortie", est placée en dehors du détecteur ATLAS (à environ un cinquantaine de mètres du détecteur) et relié aux châssis frontaux par des câbles optiques.

L'électronique frontale va extraire l'information brute de l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre en échantillonnant et numérisant le signal après l'avoir amplifié et mis en forme. Cette information brute est composée de cinq échantillons qui sont ensuite envoyés hors du détecteur vers le châssis de lecture de sortie. L'électronique frontale permet également de calibrer la chaîne de l'électronique de lecture. L'ensemble des opérations effectuées sont coordonnées avec le système de déclenchement de niveau 1 en communication permanente avec le châssis frontale. La reconstruction de l'énergie est effectuée dans les cartes "ROD" du châssis de lecture de sortie. Ce dernier est également en contact

⁴Cavités qui connectent les câbles dans le cryostat aux châssis de l'électronique frontale.

permanent avec le déclenchement de niveau 1 afin d'ajuster le démarrage de l'horloge d'échantillonnage par rapport à l'arrivée de l'événement. Il récupère également des informations sur l'événement, comme le numéro du croisement de faisceau, l'arrivée en temps, etc, afin d'ordonner les données transmises par l'électronique frontale. Toute les informations sur l'événement (énergie par cellule, temps, etc) sont ensuite envoyées vers l'acquisition des données.

La figure 3.10 montre le schéma de l'électronique de lecture hors du cryostat, avec les liens entre les cartes d'électronique. Les fonctions des différents composants de l'électronique chaude seront abordées plus en détail à partir de la section suivante.

L'électronique chaude est identique pour tous les détecteurs à argon liquide d'ATLAS, c'est-à-dire les calorimètres électromagnétiques tonneau et bouchon ainsi que leur pré-échantillonneur, le calorimètre hadronique bouchon (excepté les pré-amplificateurs qui se trouvent dans l'argon liquide) et le calorimètre avant, l'ensemble représentant environ 190000 canaux. Les châssis frontaux du cryostat bouchon sont appelés standards lorsqu'ils contiennent l'électronique de lecture d'un seul détecteur et sont appelés spéciaux lorsqu'ils contiennent l'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique bouchon et du calorimètre hadronique bouchon.

Enfin, il est demandé à ce que l'électronique de lecture : *i*) puisse être capable de mesurer des énergies de 50 MeV (niveau du bruit) à 3 TeV avec précision, *ii*) puisse être calibrée avec précision pour que la contribution de la calibration dans le terme constant soit inférieure à 0.25%, *iii*) ait un bruit cohérent négligeable ($\leq 5\%$) par rapport au bruit incohérent, *iv*) puisse échantillonner le signal avec une fréquence de 40 MHz et ne pas introduire de temps mort, *v*) soit capable de résister aux radiations importantes du LHC et *vi*) avoir une faible consommation et un coût bas.

3.2.1 La carte d'électronique frontale

Le passage d'une particule dans le calorimètre induit un signal triangulaire sur l'électrode. La montée rapide du signal, correspondant à l'ionisation de l'argon, de quelques nanosecondes est suivit par une lente décroissance ($\sim 200-600$ ns dépendant de η , voir figure 4.35) due à la dérive des électrons dans l'argon liquide. Ce signal triangulaire, représenté sur la figure 3.11a, est ensuite sorti du cryostat et envoyé vers une carte frontale (FEB) dans laquelle vont s'effectuer les opérations suivantes :

- pré-amplification : le signal est amplifié pour minimiser l'influence du bruit qui est amené à être introduit dans la chaîne d'électronique.
- mise en forme du signal : le temps de dérive des électrons étant trop important par rapport au temps de croisement de faisceaux (25 ns), l'information sur la quantité d'énergie déposée dans une cellule du calorimètre est donnée par l'amplitude du signal. Le signal est mise en forme par un filtre bipolaire CR-RC² [110]. Le nouveau signal à deux lobes – l'intégrale de la forme est nulle – est présenté sur la figure 3.11b. On peut optimiser le rapport signal sur bruit en choisissant un temps de mise en forme ($\tau_{shaping}$) adéquat : le bruit électronique (d'empilement) diminue (augmente) lorsque $\tau_{shaping}$ diminue. Ce temps optimal varie également en fonction de η . Il a été choisi, afin de minimiser le bruit total (électronique + empilement), un temps de mise en forme $\tau_{shaping}$ égal à 15 ns [111].

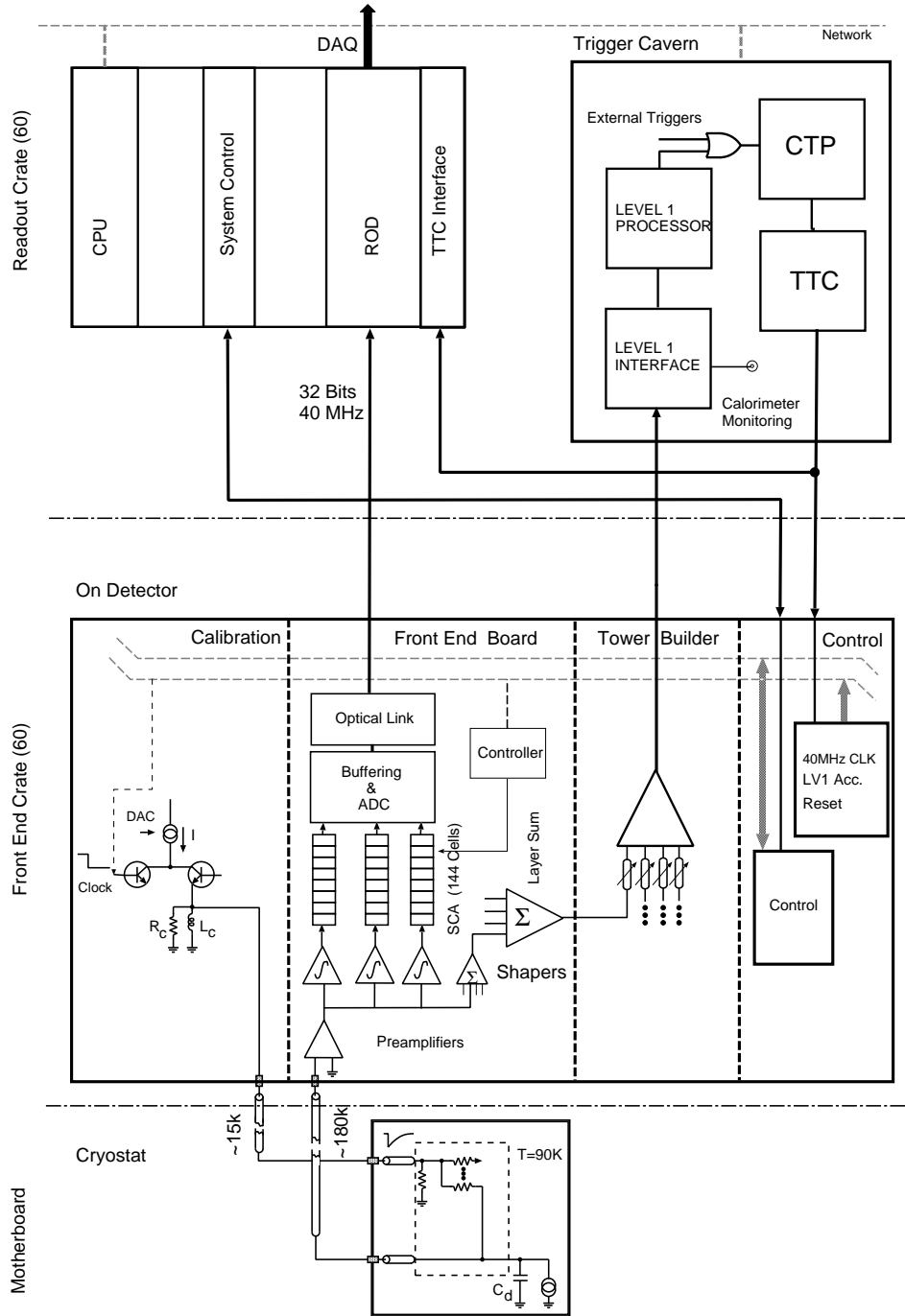


FIG. 3.10: Schéma de l'électronique de lecture d'ATLAS des calorimètres électromagnétiques (tonneau et bouchon) et du calorimètre avant. Pour le calorimètre hadronique bouchon, les pré-amplificateurs se trouvent dans l'argon liquide.

En vue de numériser le signal avec un codage sur 12 bits, le signal est amplifié dans trois gains de rapport 1/10/100 (bas/moyen/haut). Ce codage sur 12 bits et en trois gain permet de couvrir toute la gamme en énergie requise avec une faible erreur de numérisation.

- sommation du signal dans une tour $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ par compartiment. Le signal des compartiments va ensuite être sommé dans la carte "Tower Builder" du schéma 3.10 et envoyé au déclenchement de niveau 1 qui décide de sélectionner l'événement ou non.

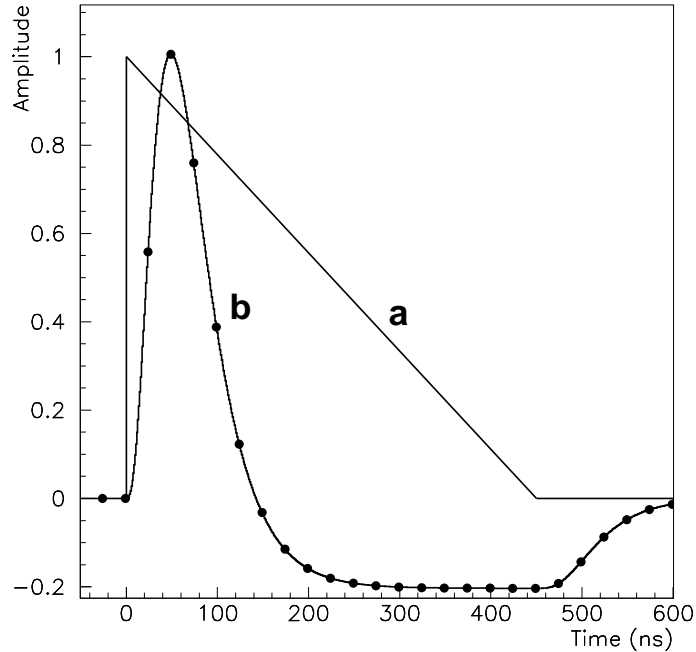


FIG. 3.11: a- Signal induit sur l'électrode. b- Signal échantillonné après la mise en forme.

- échantillonnage à 40 MHz du signal à la sortie de la mise en forme. L'horloge est ajustée, via la carte de contrôle en communication avec la TTC et le déclenchement de niveau 1, pour qu'un des échantillons soit dans un intervalle de ± 2 ns autour de l'amplitude maximale.
- stockage des échantillons dans une mémoire analogique en attendant la décision du déclenchement de niveau 1 pour la numérisation.
- numérisation des échantillons (ADC) : un algorithme sélectionne le gain à utiliser et quatre échantillons autour de l'échantillon d'amplitude maximale (utilisé dans l'algorithme du choix de gain) sont numérisés avec le même gain, soit un total de cinq échantillons.
- transmission des cinq échantillons par lien optique vers la reconstruction du signal effectuée par les "RODs" dans le châssis "lecture de sortie".

Sur chaque carte d'électronique frontale (FEB) sont connectés 128 canaux provenant des détecteurs. Il faudra ainsi environ 250 FEBs pour équiper une roue du calorimètre bouchon et son pré-échantillonneur afin de couvrir les 31812 canaux.

3.2.2 La carte de calibration

Une des contributions dans le terme constant vient de la chaîne de l'électronique de lecture. Afin de réduire cette contribution le plus possible, il faut être capable de calibrer tous les canaux du détecteurs avec une bonne précision. Pour avoir un terme constant de l'ordre de 0.2%, la calibration doit remplir les conditions suivantes [112] :

- le signal d'injection doit être le plus proche possible du signal de physique. Le temps de montée doit être de l'ordre de la nanoseconde et sa décroissance doit être compatible avec celle du signal triangulaire de physique.
- la gamme dynamique du signal de calibration doit être capable de simuler des signaux dont l'amplitude est comparable à celle du bruit (50 MeV) jusqu'à des amplitudes équivalentes à un dépôt d'énergie de 3 TeV dans une cellule, c'est-à-dire de la centaine de nano-ampères à la dizaine de milli-ampères.
- la non-uniformité de l'amplitude du signal sur l'ensemble des canaux doit être inférieure à 0.2%.
- la carte de calibration doit supporter un champ magnétique important (~ 100 Gauss) et une forte radiation durant une dizaine d'années.

Le signal d'injection (tension) qui sort de la carte de calibration a une forme exponentielle décroissante [112] :

$$V_c(t) \propto I_c e^{-t/\tau} \quad (3.3)$$

où I_c est le courant généré par une tension DAC (un convertisseur numérique-analogique de 18 bits). Le signal est ensuite injecté dans les cellules par une résistance d'injection R_{inj} (tableau 3.3) sur les cartes mères afin de fournir un courant. Le signal peut être perturbé le long de la ligne d'injection par une variation de l'impédance des câbles, par des capacités parasites, par l'inductance des câbles ou par les réflexions au niveau des connexions des câbles [113]. Le signal de calibration n'est cependant pas sensible à l'inductance entre la carte mère et le détecteur, contrairement au signal de physique qui n'est pas injecté au niveau des carte mère mais au niveau de la capacité du détecteur. La figure 3.12 présente un modèle électrique du détecteur schématisant l'injection de la calibration et du signal de physique. L'inductance qui n'est pas "vue" par le signal de calibration est noté L_d sur le schéma.

Le signal de calibration qui sort des cellules passe ensuite par la même électronique de lecture que le signal de physique et subit le même traitement (amplification dans les trois gains, échantillonnage ...).

La carte de calibration fournit un signal différent de 0 lorsque la tension DAC est mise à zéro [112]. Ce signal non nul, dont la source est due à la présence d'une capacité parasite entre l'émetteur et de collecteur des transistors de la carte de calibration, est appelé DAC0. Lors de la calibration du détecteur ou de l'étude des signaux, le DAC0 est systématiquement retranché des signaux de calibration.

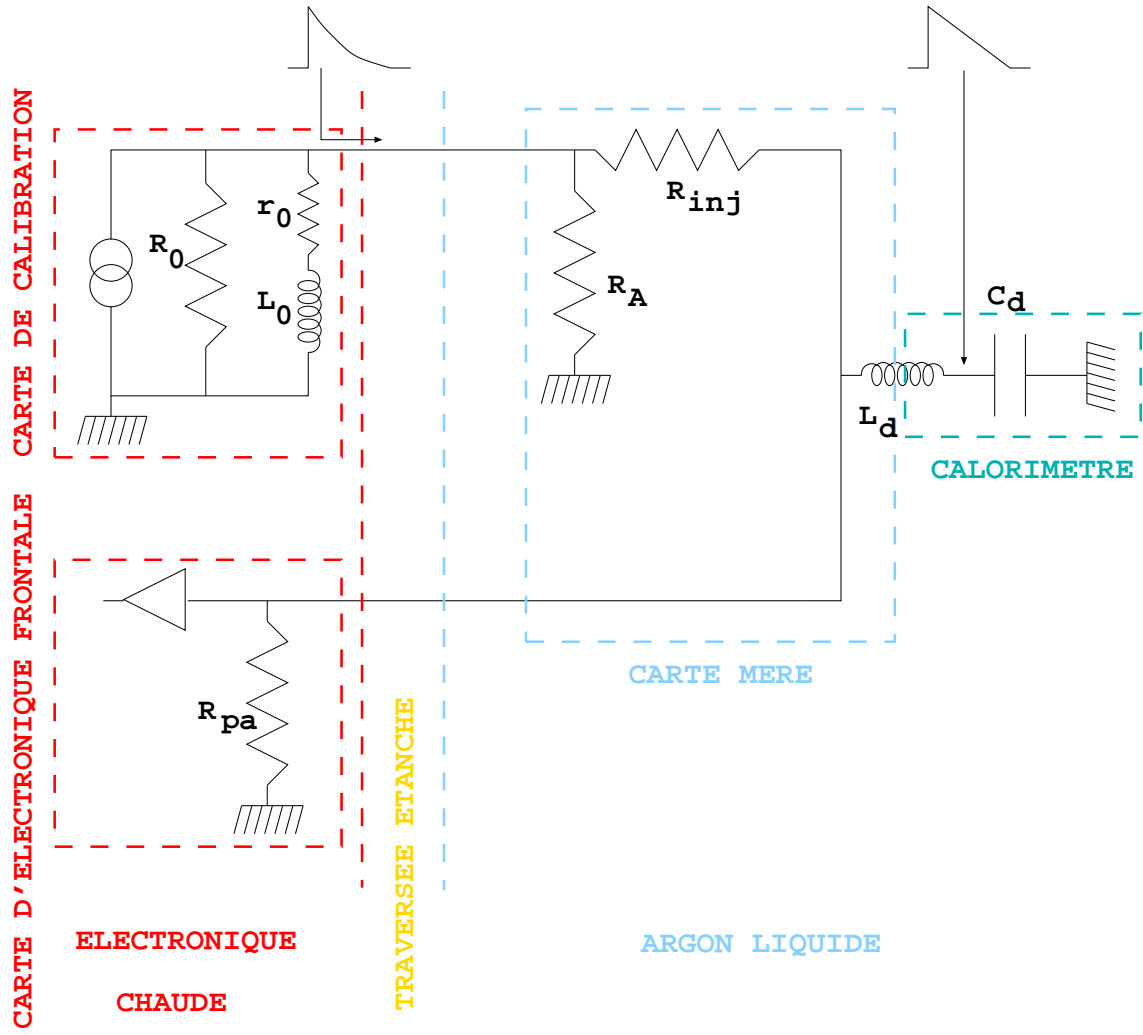
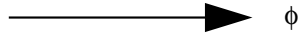
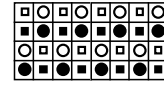


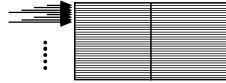
FIG. 3.12: Schéma représentant l'injection et la chaîne de lecture de la calibration. Le signal de physique est également représenté afin de différencier le chemin parcouru par les deux signaux.



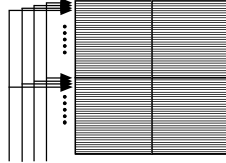
$1.4 < |\eta| < 1.5$



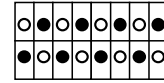
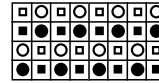
$1.5 < |\eta| < 1.6$



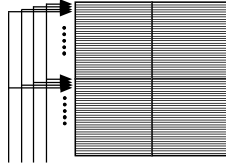
$1.6 < |\eta| < 1.8$



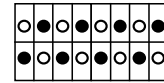
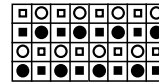
from 1.6 to 1.8



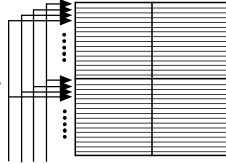
$1.8 < |\eta| < 2.0$



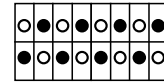
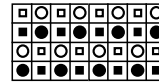
from 1.8 to 2.1



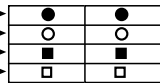
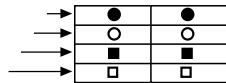
from 2.0 to 2.4



from 2.1 to 2.5



$2.4 < |\eta| < 2.5$



La calibration est distribuée dans un nombre limité de cellules qu'on appelle ligne de calibration. Il y a au total quatre lignes de calibration pour couvrir toutes les cellules du calorimètre électromagnétique bouchon. La figure 3.13 présente les lignes de calibration. Elles ont été dessinées pour que le signal de calibration ne soit jamais injecté dans deux cellules consécutives en η , ceci afin de pouvoir étudier la diaphonie.

Le système de calibration permet de générer les types de données suivantes :

- piédestal : mesure de la réponse de la chaîne d'électronique sans injecter de signal. Les mesures de piédestal seront régulièrement faites (plusieurs fois par jour) à la fois dans ATLAS et pour les tests en faisceau des modules.
- calibration standard (donnée de rampes) : réponse de la chaîne d'électronique pour différentes valeurs d'injection. Cette calibration sera faite plusieurs fois par jour (aussi bien dans ATLAS que lors des tests en faisceau des modules).
- forme du signal : balayage en temps pour avoir accès à la forme du signal de calibration. Cette calibration est utilisée dans les tests sous faisceaux des modules des calorimètres électromagnétiques tonneau et bouchon.

3.2.3 Le châssis "lecture de sortie"

Les cinq échantillons des signaux de physique ou de calibration sont transférés des cartes frontales au châssis de lecture de sortie par des câbles optiques. L'amplitude et le temps du signal sont reconstruits dans les "RODs" par un algorithme, décrit dans la section 4.3, qui utilise les cinq échantillons. Les informations sont ensuite envoyées vers l'acquisition des données.

Le châssis contient également le système de contrôle qui gère le chargement des paramètres de configuration de l'électronique frontale (comme le nombre d'échantillons à lire, les paramètres du choix du gain, les valeurs de DAC, etc ...) et le "TTC" qui, en communiquant avec le déclenchement de niveau 1, envoie un signal à l'horloge afin d'ajuster son démarrage avec l'arrivée des événements. Le "TTC" gère également le décalage de l'horloge pour les données qui permettent de reconstruire la forme du signal de calibration.

Chapitre 4

Performance du Module 0

Le Module 0, géométrie avec une grande partie de l'électronique dans une version final d'ATLAS, est un module de préparation avant la production des modules d'ATLAS. Sa construction va permettre de valider la procédure officielle de montage et de contrôler la qualité des éléments et les performances d'un module dans une version finale.

4.1 Description du Module 0

Le Module 0 a été assemblé et câblé au CPPM durant les mois d'avril à juillet 1999 et transporté au CERN fin juillet afin de le tester sous faisceaux d'électrons/positrons.

Il est composé de la moitié des électrodes dans la roue externe (48) et de la totalité des électrodes dans la roue interne (31/31).

Cette section abordera successivement l'assemblage du module (sect. 4.1.1), les différents contrôles effectués lors de l'empilement (sect. 4.1.2, sect. 4.1.3), le câblage (sect. 4.1.4) et la qualité du Module 0 (sect. 4.1.5) avant les tests sous faisceaux.

4.1.1 Assemblage du module

La livraison des électrodes entre le début et la fin du montage ne permettait pas d'équiper entièrement la roue externe. C'est pourquoi il a été choisi d'empiler l'équivalent d'un demi-module dans la roue externe, soit 48 électrodes ($\Delta\phi = 2\pi/16$).

Ce module est ainsi composé de :

- 96 absorbeurs (sur 96) dans la roue externe et 32 absorbeurs (sur 32) dans la roue interne
- 48 électrodes (sur 95) dans la roue externe et 31 électrodes (sur 31) dans la roue interne. Cela correspond à 16 cellules en ϕ dans le deuxième compartiment pour la roue externe et 8 cellules pour la roue interne.

La procédure de montage se déroule comme suit :

- nettoyage de l'absorbeur
- empilement de l'absorbeur dans la structure du module
- fixation de l'absorbeur à l'aide de vis et de pions au niveau des couronnes et des anneaux d'indexation

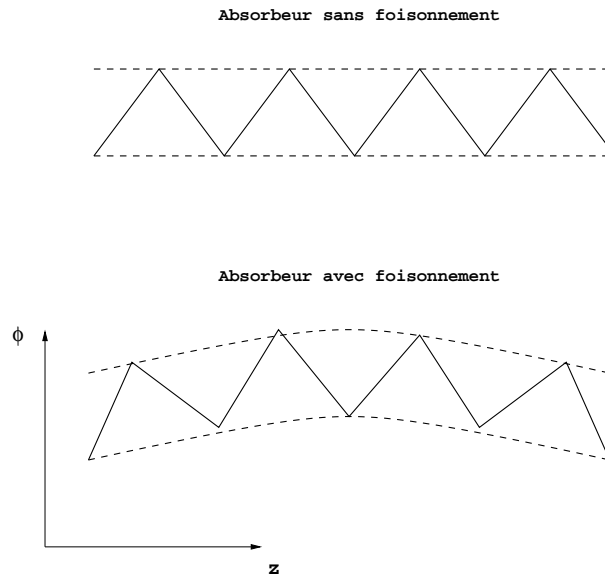


FIG. 4.1: *Illustration du foisonnement d'un absorbeur.*

- positionnement des espaceurs sur l'absorbeur
- nettoyage de l'électrode
- installation de l'électrode dans la structure
- positionnement de l'espaceur sur l'électrode
- nettoyage de l'absorbeur
- empilement d'un nouvel absorbeur dans la structure
- suite du cycle ...

Lors de la réalisation d'une telle étape, deux mesures sont réalisées : *i*) contrôle de la planéité de l'absorbeur fixé à la structure (section 4.1.2), *ii*) contrôle de la tenue haute tension de l'électrode et de l'intervalle entre l'électrode et l'absorbeur (section 4.1.5).

4.1.2 Contrôle du foisonnement

On contrôle la planéité des absorbeurs en mesurant la position du sommet des ondes par rapport au sommet de la première onde (face avant). Cette mesure est réalisée pour quatre positions à rayon constant dans la roue externe (repérées par rapport à la face avant à $\eta \sim 1.5, 1.9, 2.2, 2.4$) et pour une position dans la roue interne ($\eta \sim 2.7$). On appelle foisonnement une déformation de l'absorbeur décrite par la figure 4.1. La déformation dans le sens opposé est appelé flèche.

Le foisonnement pose plusieurs problèmes :

- d'un point de vu mécanique à l'échelle du module : le foisonnement va rendre difficile l'empilement, voire impossible si l'amplitude est trop élevée.
- d'un point de vu mécanique à l'échelle de la roue : on ne va pas pouvoir assembler deux modules si le foisonnement (ou la flèche) est trop important.

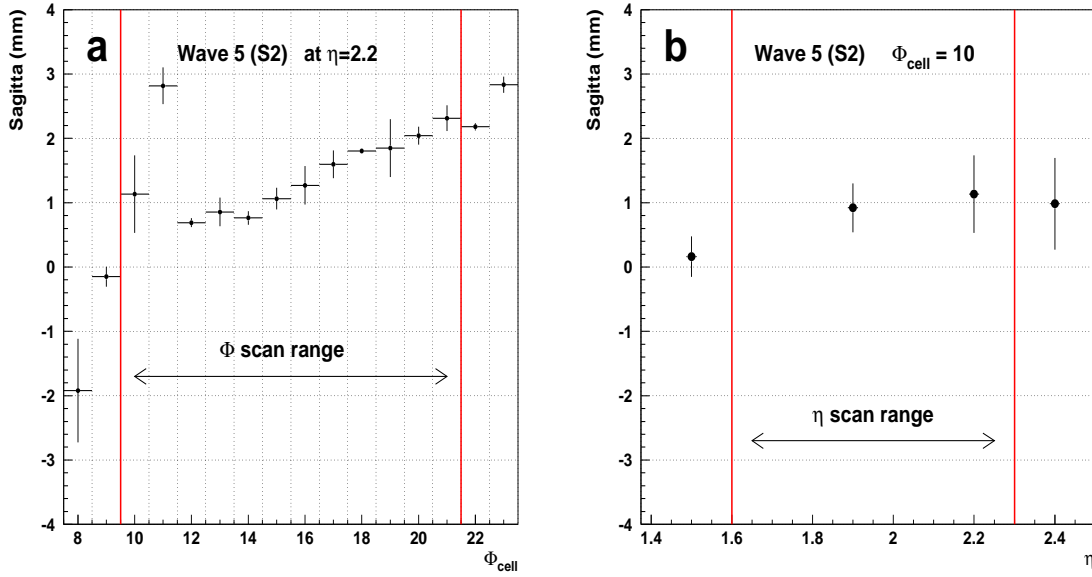


FIG. 4.2: Foisonnement (moyenné sur 3 absorbeurs) de l'onde 5 : a- en fonction de ϕ_{cell} (pour $\eta=2.2$) et b- à 4 positions en η pour $\phi_{cell} = 10$. Les lignes verticales continues délimitent les balayage en η et ϕ des analyses des sections 4.6 et 4.7.

- d'un point de vu physique : l'apparition d'un foisonnement est accompagné d'une variation de l'intervalle électrode-absorbeur. Cela induit une variation du champ électrique donc une variation dans la collection de charge et ainsi de l'amplitude du signal. Cela peut devenir une source non négligeable de non uniformité de la réponse du détecteur.

Le montage du Module 0 peut être divisé en deux phases : *i*) une première phase (phase I) avec une augmentation du foisonnement jusqu'à 3 mm (11 premières électrodes). La solution adoptée pour diminuer ce foisonnement fut d'appliquer une contrainte mécanique sur les absorbeurs à partir de la 12^{ème} électrode et ce jusqu'à la fin du montage (phase II). La figure 4.2 montre l'évolution du foisonnement durant l'empilement, ici la valeur moyenne du foisonnement sur trois absorbeurs (équivalent à une cellule en ϕ du deuxième compartiment de la roue externe) en fonction du numéro de la cellule en ϕ de S2. L'erreur qui est représentée est le rms de la valeur moyenne. On distingue nettement les deux phases de montage par une marche d'escalier de 2 mm. Lors de la deuxième phase, le foisonnement est maîtrisé sur 3-4 cellules puis augmente à nouveau pour atteindre une valeur équivalente à celle atteinte à la fin de la phase I.

La figure 4.3a montre une forme typique de foisonnement (correspondant au dernier absorbeur de la phase I) et la figure 4.3b montre la forme du foisonnement après avoir appliqué les contraintes mécaniques sur l'absorbeur (correspondant au premier absorbeur de la phase II). Les lignes verticales délimitent les trois compartiments. On remarquera que les compartiments S1 et S3 sont moins affectés par le foisonnement que le deuxième compartiment, car fixés à la structure et moins profonds.

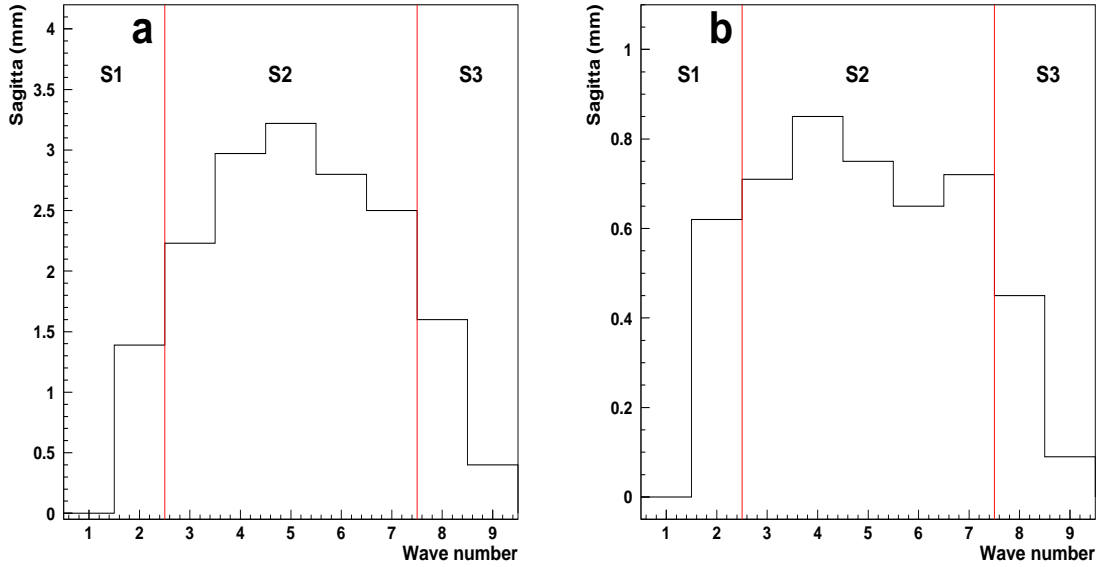


FIG. 4.3: *Foisonnement en fonction du numéro d'onde pour $\eta \sim 2.2$ dans la phase d'em-pilement I (a) et dans la phase II (b). Les lignes verticales délimitent les compartiments.*

Les sources de foisonnement peuvent être dues :

- à une épaisseur systématiquement plus importante des absorbeurs. Les mesures d'épaisseurs effectuées sur les absorbeurs ne confirme pas cette hypothèse [114].
- au pliage des électrodes. Les électrodes trop larges ont tendance à pousser dans le sens du foisonnement. Le nombre réduit de telles électrode ne tend pas à maintenir cette hypothèse comme unique source de foisonnement.
- à l'épaisseur des filets d'espaceur. Il a été vérifié, à la suite du montage du Module 0, que l'épaisseur fil+espaceur était systématiquement plus grande que l'épaisseur théorique entre l'électrode et l'absorbeur. Les filets d'espaceurs ont été modifiés afin de respecter la valeur de l'intervalle électrode-absorbeur (section 4.8.1).

4.1.3 Tenue du Module 0 à la haute tension

Durant toute la phase de montage, un contrôle de la tenue de la haute tension des électrodes (contrôle de l'isolement entre les deux faces appliquant la haute tension et la piste qui mesure le signal) et de l'intervalle électrode-absorbeur (pour chaque face : HV1 et HV2) est effectué. Les valeurs de haute tension appliquées lors du test sont référencées dans le tableau 3.5 de la section 3.1.6. Le test électrique est positif si le courant de fuite mesuré est inférieur à $10 \mu\text{A}$. Une électrode qui ne tient pas la haute tension est remplacée par une autre électrode. Un intervalle électrode-absorbeur qui ne tient pas la haute tension peut être dû à une poussière métallique présente entre l'électrode et l'absorbeur, à un positionnement incorrecte des espaceurs permettant un contact électrode-absorbeur ou à une électrode ayant un pli sur les bords pouvant entrer en contact avec l'absorbeur.

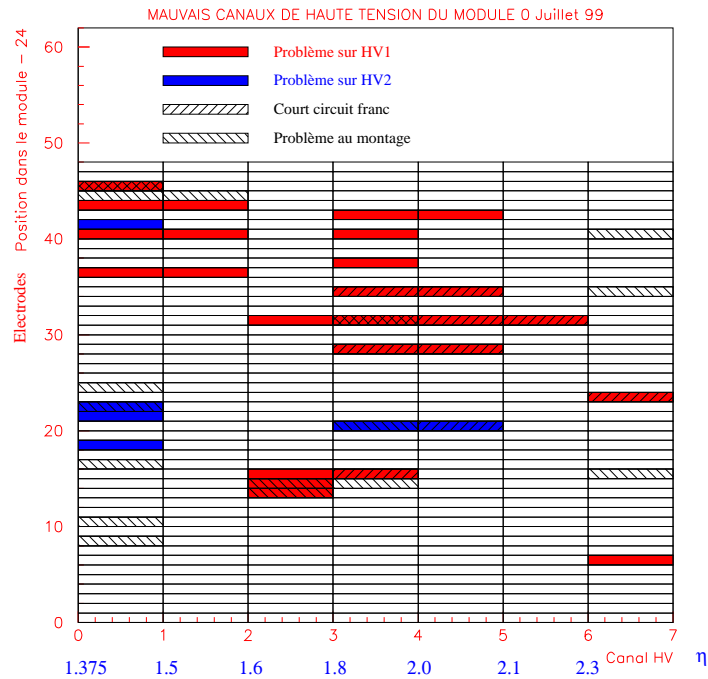


FIG. 4.4: Recencement des électrodes avec des problèmes de haute tension.

Les espaceurs et l'électrode sont inspectés, puis les éléments sont rennettoyés (électrode et absorbeurs) avant d'être replacés dans le module. Un nouveau test électrique est effectué. Le montage du module ne continue pas tant que le test ne s'est pas avéré positif.

Une fois l'empilement terminé et avant le câblage du Module 0, un nouveau test haute tension à été fait sur toutes les électrodes. Il est apparu que 6% des canaux dans la roue externe ne tenaient pas la haute tension. Aucun problème n'a été observé dans la roue interne. Ne pouvant pas démonter le module pour une raison de temps, il a été décidé de couper ces canaux de l'arrivée de la haute tension. La figure 4.4 présente les canaux qui ont été coupés de la haute tension dans la roue externe.

4.1.4 Câblage du module

La mise en place de l'électronique froide sur le module a été effectuée au CPPM avant son transport vers CERN. La figure 4.5 montre les cartes sommatriques et les cartes mères connectées sur les deux faces du module ainsi que les cartes haute tension connectées uniquement sur la face arrière (sect. 3.1.6) et la figure 4.6 présente la face arrière du Module 0 entièrement câblée. On peut distinguer quatre types de câbles : *i*) les câbles haute tension, *ii*) les câbles qui amènent le signal de calibration, *iii*) les câbles qui sortent le signal de calibration et *iv*) les câbles qui sortent le signal de physique.

Face avant

Face arrière

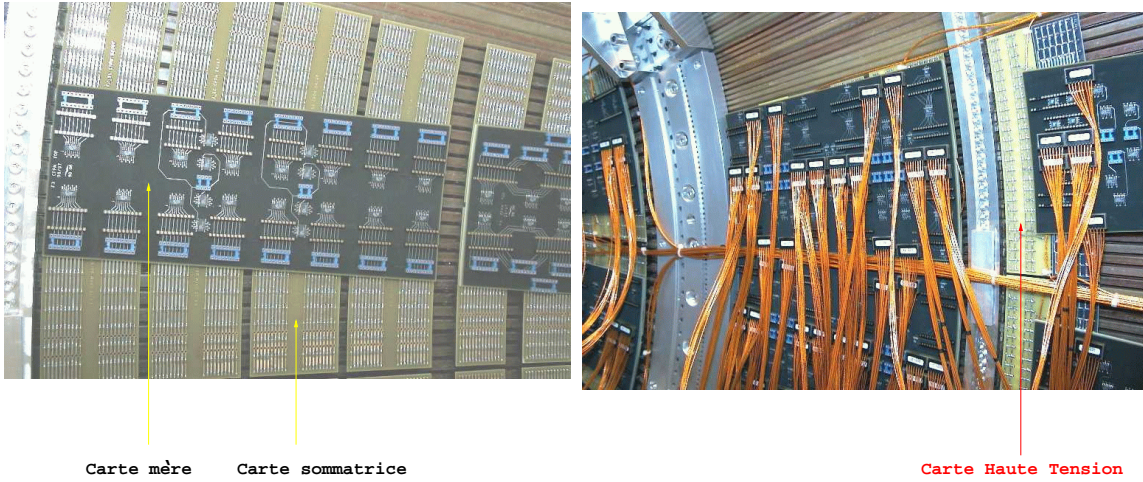


FIG. 4.5: Carte sommatrices et cartes mère connectées sur la face avant (gauche) et arrière (droite) du Module 0.

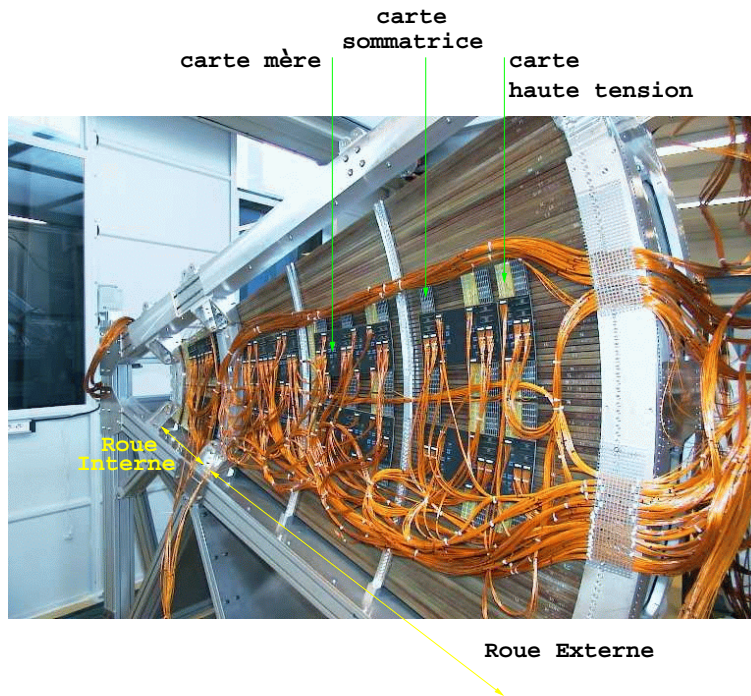


FIG. 4.6: Vue de la face arrière du Module 0 après câblage.

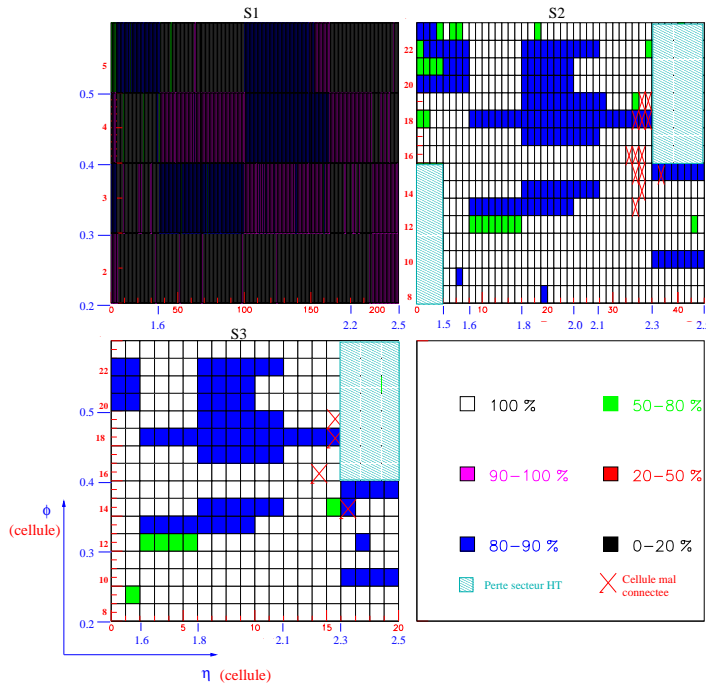


FIG. 4.7: Carte d'efficacité des cellules du calorimètre.

4.1.5 Carte d'efficacité du Module 0

La figure 4.7 représente la carte d'efficacité de la roue externe du détecteur. L'efficacité des cellules prend en compte :

- les canaux morts sur l'électrode connus avant l'empilement (détaillé dans la section 4.2.8)
- les canaux coupés de la haute tension après l'empilement et avant le câblage
- les secteurs de haute tension coupés lorsque le module a été testé électriquement à froid
- les cellules mortes repérées à la suite des analyses de calibration et de physique (détaillé dans la section 4.2.8)

L'efficacité est calculée en fonction du pourcentage que représente le ou les défauts par rapport à la somme des électrodes formant une cellule (6 faces dans la roue externe et 8 dans la roue interne pour une cellule de S2 ou S3).

La carte du premier compartiment donne l'impression que ce compartiment n'a jamais une efficacité de 100%, dû à la représentation de la séparation des cellules (trait noir). L'efficacité de S1 est en fait comparable à celle des deux autres compartiments, dominée par les faces d'électrodes déconnectées de la haute tension (identiques pour les 3 compartiments).

La majorité des données seront présent dans les zones non affectées, restreignant les balayages du détecteur en η et ϕ à deux positions, comme nous le verrons pour les études d'uniformités de la roue externe du Module 0.

4.2 Description du test en faisceau

4.2.1 Pré-échantillonneur

Un pré-échantillonneur [115], ou détecteur de pied de gerbe, est placé dans le cryostat devant le calorimètre afin de recouvrir l'énergie perdue par les particules dans la matière se trouvant devant le calorimètre (cryostat, bobine supra-conductrice et détecteur de traces chargées dans ATLAS — cryostat, chambres à fils et scintillateurs dans le test en faisceau). Il couvre la région en η où la quantité de matière devant le bouchon dans ATLAS est la plus importante, c'est-à-dire de [1.5,1.8].

Un module du pré-échantillonneur est composé de trois électrodes de 5 mm d'épaisseur à géométrie plane séparées par 6 mm d'argon liquide à l'aide d'espaceurs "nid d'abeille". Les deux électrodes externes appliquent une haute tension et l'électrode interne mesure le signal (ionisation de l'argon liquide).

Une roue du pré-échantillonneur bouchon est composée de 32 modules. La granularité de chacun étant de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 2\pi/64 \sim 0.025 \times 0.1$.

Pour le test en faisceau, deux modules du pré-échantillonneur ont été utilisés devant le calorimètre couvrant une région en ϕ de 0.4 [116], soit la totalité de la couverture en ϕ de la roue externe du Module 0.

4.2.2 Cryostat

Le cryostat utilisé pour les tests en faisceaux [117] est le cryostat de NA31 [118]. Il est composé de deux enceintes : *i*) une enceinte froide de $2.8 \times 3.7 \times 0.75$ m³ dans laquelle on peut placer un module du calorimètre et un module du pré-échantillonneur, *ii*) une enceinte chaude isolante (vide) qui sépare la paroi de l'enceinte froide et la paroi externe du cryostat afin de minimiser les pertes thermiques (~ 1500 W). Les parois des enceintes devant le calorimètre représentent une quantité de matière variant de 0.9 à 1.1X₀ en fonction de η .

L'accès à l'intérieur du cryostat se fait par le couvercle sur lequel le système cryogénique et les chassis de l'électronique frontale sont placés. Des traversées étanches permettent le transfert de l'argon et des signaux électriques.

Le déplacement du calorimètre par rapport au faisceau (fixe) est assuré par deux mouvements. Suivant η , le cryostat, placé sur des rails, se déplace autour d'un point de rotation fixe. La figure 4.8a montre la position du cryostat pour deux valeurs en η à chaque extrémité du calorimètre. Dans la direction ϕ la rotation du calorimètre est assurée par un système de câbles et de poulies dans le cryostat. Le mécanisme de rotation du calorimètre est présenté sur la figure 4.8b. Ces deux systèmes de rotation ont été réalisés pour que le faisceau soit projectif¹ par rapport au calorimètre.

¹La projection de la direction d'une particule sur le plan transverse (η, ϕ) ne varie pas en fonction de la profondeur.

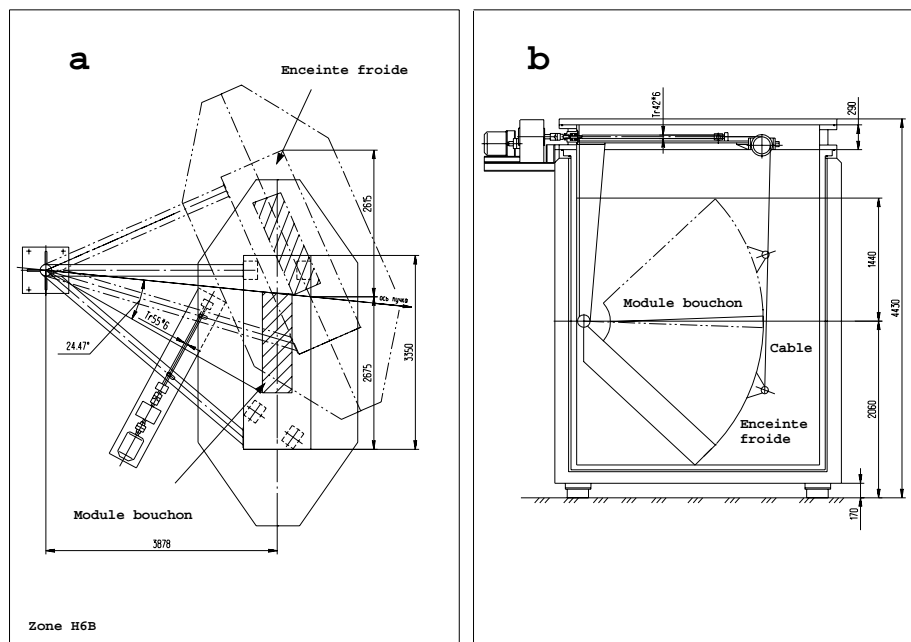
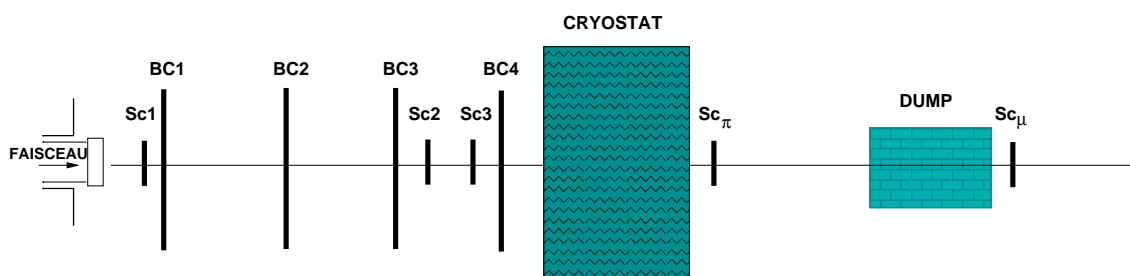


FIG. 4.8: Gauche : vue du cryostat pour deux valeurs extrêmes de η . Droite : système de positionnement du module dans la direction ϕ .

4.2.3 Ligne de faisceau

La zone de test du calorimètre électromagnétique bouchon se situe sur la ligne H6B du CERN. Des protons, accélérés dans le SPS jusqu'à 450 GeV/c, sont dirigés sur une cible appelée T4. Cette cible alimente en électrons, positrons, muons et pions trois lignes de faisceaux : P0, H6 et H8. La figure 4.10 montre une partie du hall (lignes H6 et H8) où se déroulent les tests.



Scintillateurs : Sc1, Sc2, Sc3, Sc $_{\pi}$, Sc $_{\mu}$
 Chambres a faisceaux : BC1, BC2, BC3, BC4

FIG. 4.9: Description de la ligne de test en faisceau H6.

Le calorimètre a été testé avec des faisceaux d'électrons ou de positrons d'énergies comprises entre 10 et 200 GeV. La précision sur la valeur de l'énergie est définie par

Faisceau Cryostat Zone de test H6

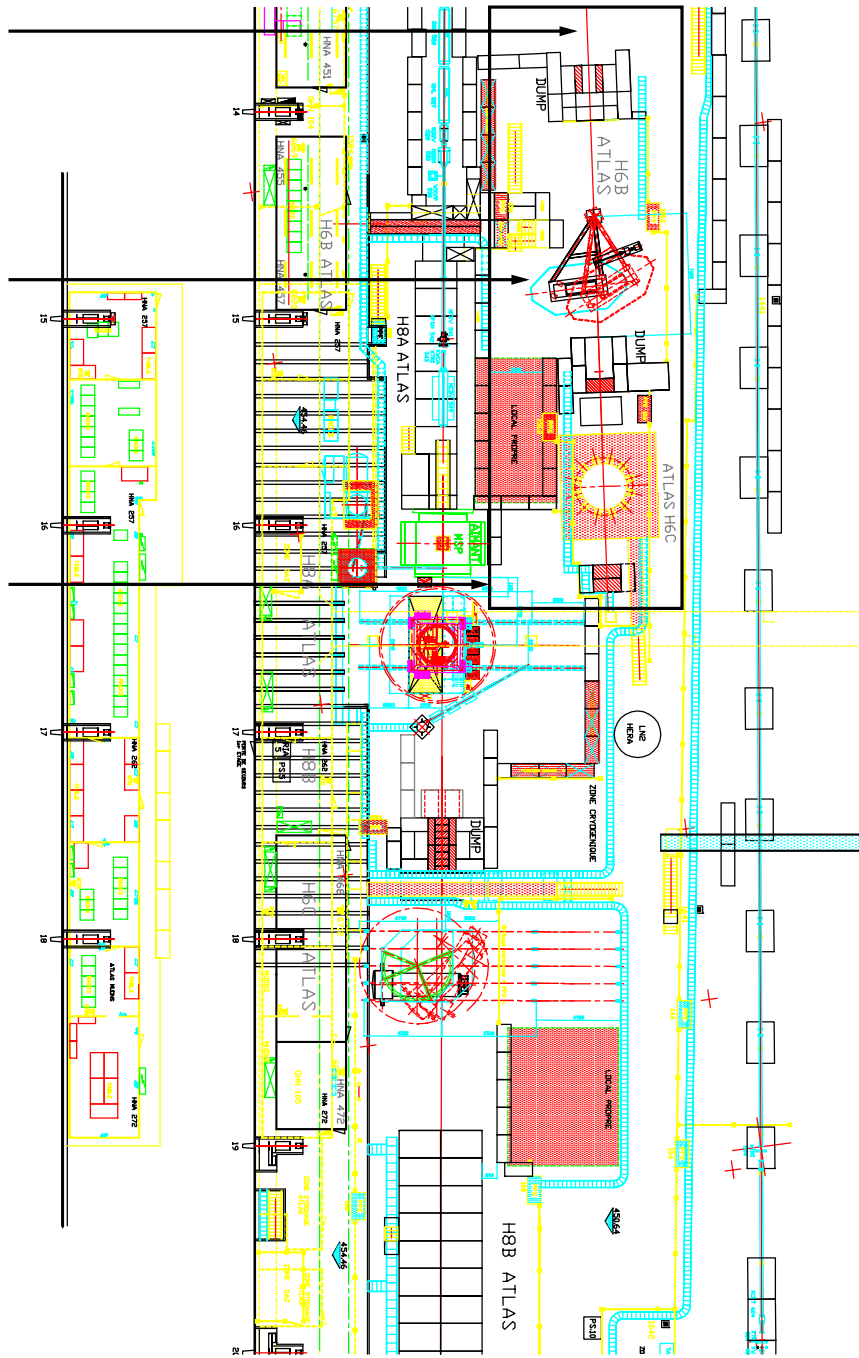


FIG. 4.10: Zone de test H6 et H8.

Chambre	Position par rapport au cryostat
BC1	17.900 m
BC2	7.673 m
BC3	1.352 m
BC4	0.256 m

TAB. 4.1: *Position des chambres à faisceau*

l'ouverture de deux collimateurs C_3 et C_8 [119] :

$$\frac{\Delta E}{E}(\%) = \frac{\sqrt{C_3^2 + C_8^2}}{19.4} \quad (4.1)$$

C_3 et C_8 sont exprimées en mm. Ces faisceaux sont produits par paquets de 650 particules avec un taux de contamination en muons de l'ordre de 2% et en pions autour de 30%.

Comme le montre la figure 4.9, sont placés sur la ligne du faisceau et devant le cryostat quatre chambres à fils — information sur la trajectoire des particules — et trois scintillateurs — système de déclenchement de l'acquisition des données. Deux scintillateurs séparés par 80 cm de fer (dump), soit environ cinq longueurs d'interaction λ_I , sont disposés derrière le cryostat afin d'étiqueter les particules. Les positions des chambres à fils par rapport au cryostat sont référencées dans le tableau 4.1.

4.2.4 Système de déclenchement et marquage des particules

Le système de déclenchement de l'acquisition des données reçoit trois signaux du SPS [120] : le premier annonce l'arrivée du paquet (“Start Of Burst” noté SOB) de particules, le deuxième annonce l'arrivée effective des particules (“Start of Spill”) et le dernier donne l'instant de la fin du paquet (“End Of Burst” noté EOB). La période d'acquisition commence 0.2 s après le deuxième signal² et se termine, pour les événements de physique, 2 s après. Durant cette période, une particule est enregistrée par le système d'acquisition des données lorsque les trois scintillateurs devant le calorimètre (Sc1-Sc3) sont en coïncidences. Les deux scintillateurs placés derrière le cryostat, appelés scintillateurs à pions (Sc_π) et à muons (Sc_μ), permettent d'identifier les particules. Les muons sont étiquetés lorsque les cinq scintillateurs sont en coïncidence. Durant le début de la période de test, les muons ont été enregistrés avec un marqueur. Un veto à muons a ensuite été mis en place pour rejeter ce type d'événements. La séparation des pions avec les électrons est faite durant l'analyse des données en utilisant une coupure sur le signal mesuré dans Sc_π .

Des événements aléatoires, qui ne sont pas des particules, sont enregistrés entre le signal SOB et EOB. Le taux d'événements aléatoires enregistrés par rapport aux événements de physique est fixé à 3%.

²Afin d'éliminer les particules avec un important $\Delta E/E$.

4.2.5 Les chambres à faisceaux

Les chambres à faisceaux utilisées sont des chambres multi-fils à retard [129]. Elles sont composées, pour chaque direction, par deux plans de fils de cathode de part et d'autre d'un plan de fils d'anode, le tout dans un mélange d'argon et de dioxyde de carbone. Leur principe de fonctionnement est proche de celui des chambres proportionnelles multi-fils classiques. Une particule qui traverse une chambre ionise le gaz. La haute tension entre l'anode et la cathode provoque une cascade d'électrons vers l'anode la plus proche et la dérive des ions vers les cathodes. La différence avec les chambres classiques est que l'information sur la position des particules est donnée par les cathodes : un décalage en temps du signal induit sur les cathode entre deux parcours dans une ligne de retard est mesuré. Combiné avec le signal recueilli par les anodes (référence du temps de passage de la particule) ce type de chambre permet de déterminer le point d'impact d'une particule avec une résolution dix fois supérieure à l'espacement des fils. Le schéma du principe de lecture des signaux pour les deux types de chambre est représenté sur figure 4.11.

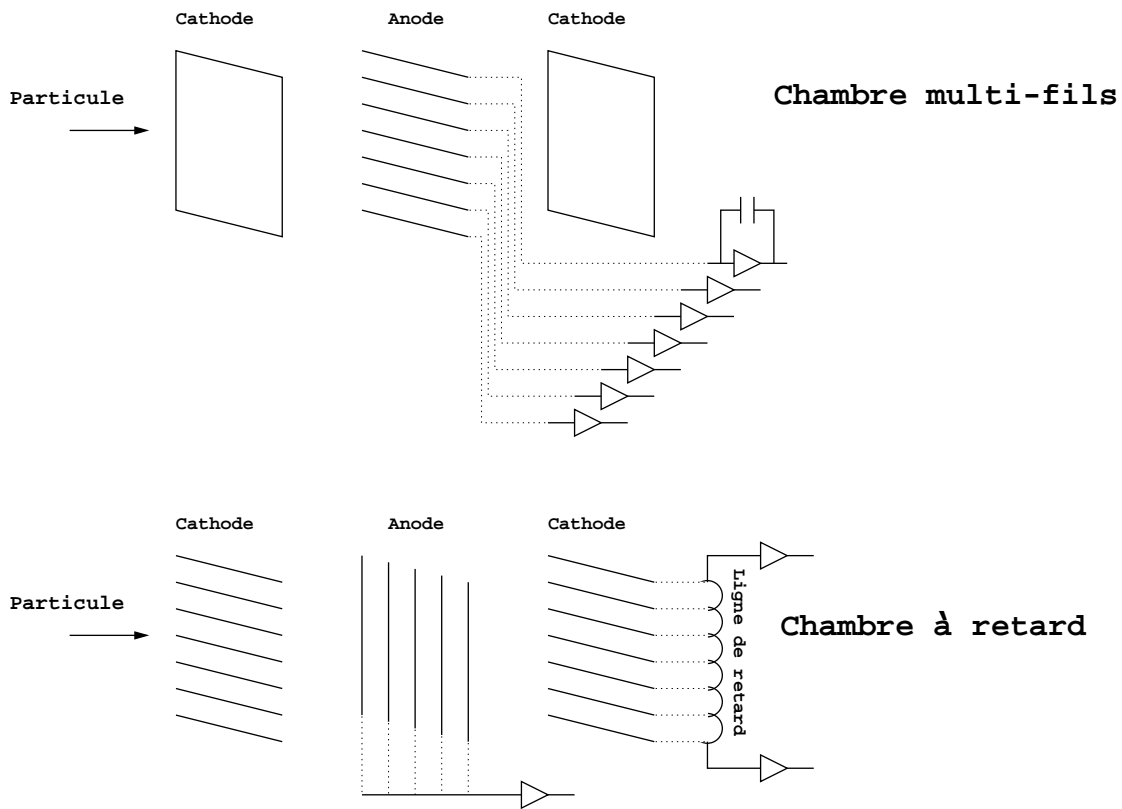


FIG. 4.11: Schéma de lecture des signaux pour les chambres multi-fils classique et les chambres à retard.

Les chambres à fils utilisées pour les tests sous faisceau ont une résolution, donnée par le constructeur, de 200 microns. Les principales autres caractéristiques sont référencées dans le tableau 4.2.

Caractéristiques des chambres multi-fils	
Dimension	$220 \times 220 \times 56 \text{ mm}^3$
Région active	$100 \times 100 \text{ mm}^2$
Région linéaire	$80 \times 80 \text{ mm}^2$
Cathode	fil de 500 microns en béryllium-bronze
Anodes	fil de 20 microns en or-thungstène
Plan de cathodes	55 fils séparés de 2 mm
Plan d'anodes	28 fils séparés par 4 mm
Résolution spatiale	200 microns
Efficacité de détection	99 %
Temps mort	250 ns
Gaz	Argon/Dioxyde de carbone (50/50)

TAB. 4.2: *Caractéristiques des chambres à fils utilisées durant le test en faisceau du Module 0.*

4.2.6 Electronique

L'électronique froide (cartes sommatriques, cartes mères et cartes de distribution de la haute tension) utilisée pour le test en faisceau est décrite dans la section 3.1.5.

La chaîne de lecture de l'électronique chaude est légèrement différente de celle d'ATLAS (sect. 3.2). Elle est composée de :

- 24³ carte d'électroniques frontales (FEB) pour couvrir toutes les cellules du calorimètre et du pré-échantillonneur. Contrairement aux FEBs décrites dans la section 3.2.1, les FEBs utilisées pour le Module 0 ne fonctionnaient pas en gain libre. Les données étaient traitées dans les trois gains et enregistrées à la fin de la chaîne électronique en deux gains⁴, haut et moyen, pour la physique et les piédestaux et dans un gain, haut ou moyen choisi avant la prise de données, en calibration.
- une carte de calibration par châssis, décrite dans la section 3.2.2.
- Un convertisseur numérique de temps (TDC) : disposant d'un faisceau asynchrone, l'information en temps de l'arrivée des particules par rapport à l'horloge d'échantillonnage (TTC, section 3.2) est donnée par le TDC. La base de temps a été fixée autour de 500 unité TDC pour 25 ns, soit 50 ps/TDC.
- Des mini-RODs remplaçaient les RODs d'ATLAS et avaient pour fonction de transmettre le signal échantillonné des FEBs vers l'acquisition des données sur bandes magnétiques (FIFO tampon).

4.2.7 Période et types de prise de données

Les tests sous faisceaux d'électrons/positrons du Module 0 se sont déroulés sur deux périodes : du 3 au 7 septembre et du 22 septembre au 10 octobre 1999. Durant ces périodes,

³13 dans le châssis standard et 11 dans le châssis spécial, voir 3.2.

⁴Il n'était pas nécessaire d'utiliser le gain bas au vue des énergies du faisceau (< 200) GeV.

il a été enregistré 18.5 millions d'événements de physique et 6.2 millions d'événements de calibration et de mesure du bruit divisés en :

- données de pedestaux (0.5 millions d'événements) : signal mesuré lorsque le calorimètre n'est soumis à aucun signal de physique ou de calibration.
- données "forme du signal" (2.9 millions d'événements) : le signal de calibration est échantillonné et retardé en temps par pas de 1 ns afin de décrire la forme du signal de calibration sur un intervalle de 125 ns.
- données appelées rampes (2.8 millions d'événements) : le signal de calibration subit le même traitement que le signal de physique. Pour chaque cellule et pour plusieurs valeurs d'injection, les cinq premiers échantillons sont enregistrés dans une base de donnée. Les données rampes seront utilisées pour calibrer les cellules du détecteur.

Pour la physique, les données prises permettent de couvrir six types d'analyses :

- mesure de la résolution en énergie : balayage en énergie, de 10 à 180 GeV, pour neuf points d'impact dans la roue externe et trois pour la roue interne.
- étude de l'uniformité de la réponse du détecteur dans les directions η et ϕ : un faisceau de 100 GeV balaye le calorimètre en η (ϕ) avec une valeur de ϕ (η) constante.
- étude de la région intermédiaire entre la roue interne et externe, en $\eta = 2.5$ (appelé "crack") : balayage en pseudo-rapacité de la région avec un faisceau de 100 GeV.
- étude de la variation de la réponse en fonction de la haute tension et contrôle des valeurs des tensions nominales choisies : variation de la valeur de la haute tension pour quatre zones de haute tension successives avec un faisceau de 193 GeV positionné au centre d'une zone ou à la frontière entre deux zones, .
- étude du pré-échantillonneur : balayage en énergie (10-180 GeV) pour différentes quantités de matière placées devant le cryostat (0-3.5 X_0).

4.2.8 Formes des signaux

Comme il a été vu dans la section 3.2.1, le signal triangulaire (figure 3.11a) est mis en forme dans la carte d'électronique chaude (figure 3.11b) puis échantillonné et numérisé. Les cinq premiers échantillons sont enregistrés dans les bases de données. Le signal de calibration, exponentielle décroissant imitant le signal de physique, va subir le même traitement dans la carte d'électronique chaude.

A l'aide des cinq échantillons, on va pouvoir reconstruire le signal sur un intervalle de 125 ns afin de comprendre le comportement des cellules, de mettre en place la technique de traitement du signal et de mesurer la diaphonie.

Signaux de calibration

Le système de calibration permet de faire varier la position des 5 échantillons par rapport au signal de calibration. Afin de reconstruire la courbe du signal, le début de l'échantillonnage est décalé d'une nanoseconde 25 fois. Pour chaque décalage de l'échantillonnage, 500 événements sont enregistrés. On enregistre ainsi 5×25 échantillons décalés en temps d'une nanoseconde. En faisant la moyenne de l'amplitude de chaque échantillon

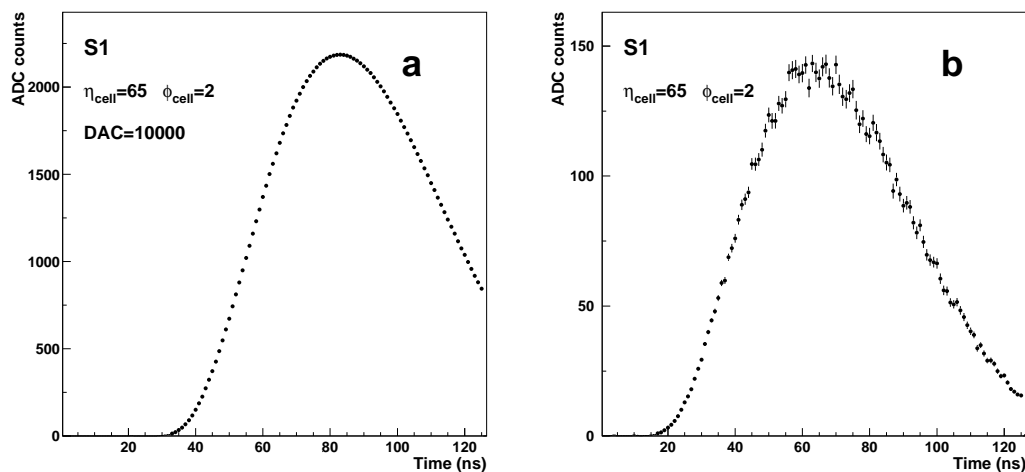


FIG. 4.12: *a- Forme typique d'un signal de calibration. Ici pour une cellule du premier compartiment après soustraction de la forme "DAC0" pour une valeur d'injection DAC=10000. b- Forme typique d'un signal de physique d'une cellule du premier compartiment pour un faisceau de positrons de 100 GeV.*

sur les 500 événements, on obtient la courbe du signal de la figure 4.12a. Le signal parasite "DAC0" (section 3.2.2) est soustrait de la forme du signal de calibration.

Avoir accès à la forme du signal permet de comprendre la chaîne d'électronique, de mesurer la diaphonie et de repérer les canaux problématiques. La forme des signaux sera aussi utilisée pour la méthode de reconstruction de l'amplitude du signal sur cinq échantillons. Cette méthode est traitée dans la section 4.3.

Signaux de physique

Pour chaque particule, l'information d'arrivée en temps par rapport à l'horloge d'échantillonnage donné par le TDC permet de positionner les échantillons en temps. Le faisceau étant asynchrone, les particules peuvent avoir un décalage compris entre 0 et 25 ns. Sur l'ensemble des événements, on reconstruit la forme du signal couvrant un intervalle en temps de 5×25 nanosecondes par pas d'une nanoseconde. La figure 4.12b montre une forme typique d'un signal de physique, dans le premier compartiment, pour un faisceau de positrons de 100 GeV. Chaque point est la moyenne sur ~ 800 événements.

Canaux singuliers

La forme des signaux, en calibration (CALIB) ou en physique (PHYS), permettent de diagnostiquer et de référencer les canaux singuliers. On peut classer ces canaux en cinq catégories :

- Cellule morte : la cellule ne renvoie pas *i)* le signal de calibration, *ii)* le signal de physique, *iii)* le signal de physique et de calibration. La figure 4.13a montre la forme

du signal de calibration d'une cellule morte. Il a été dénombré 24 cellules mortes sur l'ensemble du Module 0, soit 1.2% des cellules. Ces cellules sont référencées dans le tableau 4.3. Il est à noter qu'une ligne de calibration était mortes dans la roue interne. Il en résulte que six cellules du dernier compartiment sont mortes uniquement en calibration. Il n'a pas été observé de cellule uniquement morte en physique.

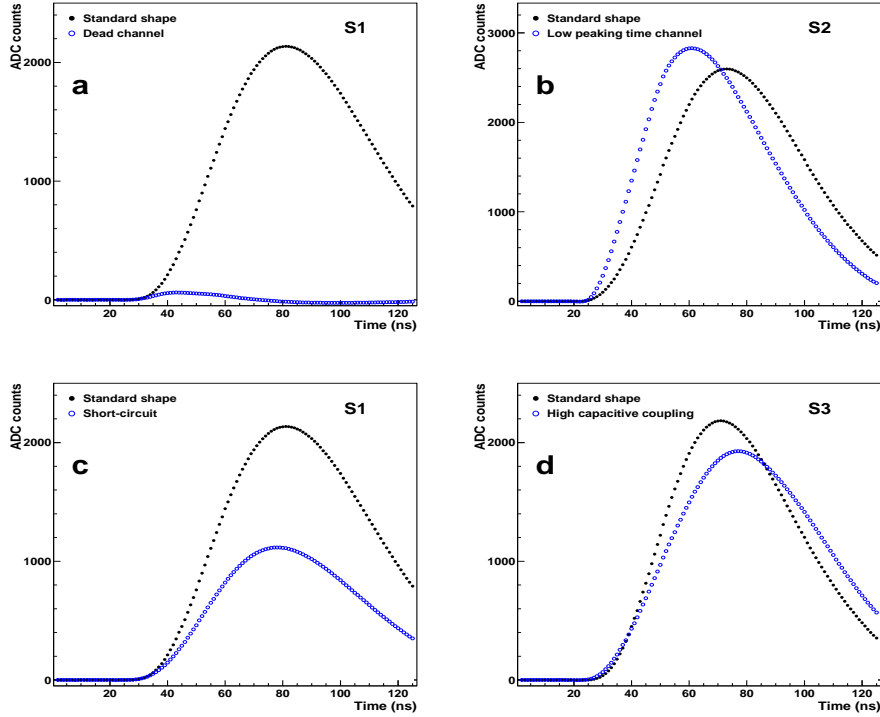


FIG. 4.13: *Forme des signaux de calibration pour a- une cellule morte, b- une cellule mal connectée, c- un court-circuit, d- couplage capacitif important. La courbe en cercle plein est la forme d'une cellule voisine qui ne présente pas de singularité.*

- Cellule mal connectée : en calibration, ces cellules se caractérisent par un temps de montée du signal rapide (~ 30 ns au lieu de 50 ns) et une amplitude plus élevée. Cela correspond, dans le schéma électrique du détecteur, à avoir la capacité du calorimètre compatible avec 0, c'est-à-dire à avoir une mauvaise connection entre le détecteur et la carte sommatrice ou entre la carte sommatrice et la carte mère ou entre la carte mere et les câbles. Il a été référencé dans le tableau 4.4 58 cellules de ce type, soit 3% des cellules. Dans le cas des signaux de physique, ces cellules repondent de la même manière que les cellules mortes. Il est à noter que la majorité de ces cellules sont localisées sur une region du détecteur correspondant au cablage d'une carte mère ($\eta = 2.2 - 2.4$, $\phi_{cell} = 14 - 19$ dans S2 et S3). Une attention particulière devra être portée au moment du cablage des modules de production pour éviter ce genre de mauvaise connection.

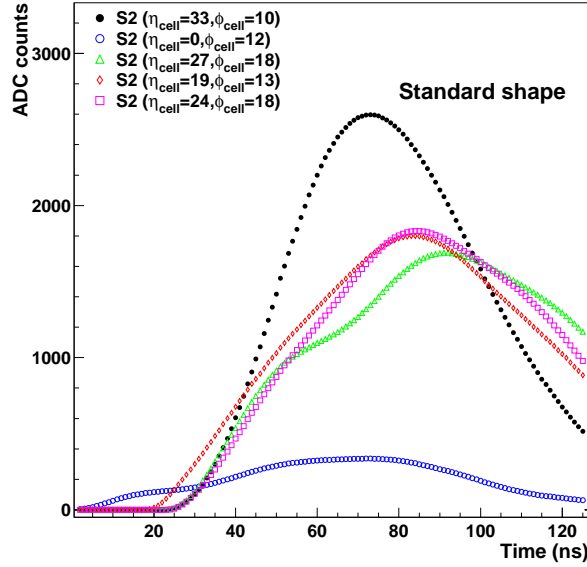


FIG. 4.14: Exemples de forme de signal de calibration inattendue dans le deuxième compartiment. La courbe en cercle plein est la forme d'une cellule qui ne présente pas de singularité.

- court-circuit : il a été référencé dans le tableau 4.5 14 court-circuits, soient 28 cellules touchées (1.4%), majoritairement localisés dans le premier compartiment. La plupart des court-circuits proviennent d'un problème sur les électrodes. Dans S2 et S3, des mauvaises soudures sur les cartes sommatriques et des réseaux de résistances défectueux sur les cartes mères sont responsables des courts-circuits. Le signal de calibration mesuré sur une cellule en court-circuit est divisé par deux en amplitude, l'autre partie du signal étant mesuré dans la deuxième cellule en court-circuit (non excitée initialement). La figure 4.13c montre le signal de calibration mesuré dans une cellule en court-circuit.
- couplage capacitif important : on attend un couplage capacitif dans le premier compartiment inférieur à 10% (voir section 4.4.3). Néanmoins il a été mesuré, pour quatre cellules soit 0.2% des cellules référencées dans le tableau 4.6 (C), une diaphonie capacitive importante ($> 10\%$) dans S2 et S3. La figure 4.13d montre la forme d'un signal de calibration affecté par ce couplage capacitif important.
- autre : sont classées dans le tableau 4.6 (U) les cellules dont les formes n'ont pas pu être identifiées aux problèmes précédemment cités (16 cellules soit 0.8%). Aucune explication n'a aujourd'hui été trouvée pour expliquer les distorsions des formes de calibration présentées par la figure 4.14.

Correction des canaux singuliers

On applique une correction pour deux canaux singuliers présents dans les analyses :

Compartiment	(η, ϕ)	Constaté
Roue externe		
S1	(155,2)	CALIB & PHYS
	(1,3)	CALIB & ?
	(101,4)	CALIB & ?
	(199,4)	CALIB & ?
Total		4 / 864
S2	(6,11)	CALIB & PHYS
	(0,13)	CALIB & ?
	(0,16)	CALIB & ?
	(2-3,17)	CALIB & ?
	(8-9,18)	CALIB & ?
	(1-2-3,22)	CALIB & ?
	(2-3,23)	CALIB & ?
Total		12 / 704
S2	(2-3,18)	CALIB & ?
Total		2 / 320
Roue interne		
S3	(23,4)	CALIB
	(21,5)	CALIB
	(25,5)	CALIB
	(23,6)	CALIB
	(21,7)	CALIB
	(25,7)	CALIB
Total		6 / 28
Légende :	? : pas de données de physique	

TAB. 4.3: *Récapitulatif des cellules mortes vues dans les données de calibration et de physique.*

Compartiment	(η, ϕ)	Constaté
Roue externe		
S1	(0,5)	CALIB & ?
Total		1 / 864
S2	(33,13)	CALIB & PHYS
	(34,14)	CALIB & PHYS
	(36,14)	CALIB
	(37,14)	CALIB & PHYS
	(33,15)	CALIB & PHYS
	(34,15)	CALIB & PHYS
	(37,15)	CALIB & PHYS
	(32 → 34,16)	CALIB & PHYS
	(37 → 42,16)	CALIB & ?
	(36 → 42,17)	CALIB & ?
	(33 → 35,18)	CALIB & PHYS
	(36 → 41,18)	CALIB & ?
	(34-35,19)	CALIB & PHYS
	(37 → 39,19)	CALIB & ?
	(0,20)	CALIB & ?
	(36,20)	CALIB & ?
	(0-1,21)	CALIB & ?
	(36,21)	CALIB & ?
Total		42 / 704
S3	(16,14)	CALIB & PHYS
	(14,16)	CALIB & PHYS
	(17 → 19,16)	CALIB & ?
	(16-17,17)	CALIB & ?
	(15,18)	CALIB & PHYS
	(16 → 18,18)	CALIB & ?
	(15,19)	CALIB & PHYS
	(16 → 18,19)	CALIB & ?
Total		15 / 320
Légende :	? : pas de données de physique	

TAB. 4.4: *Récapitulatif des cellules mal connectées vues dans les données de calibration et de physique.*

Compartiment	(η, ϕ)	Constaté
Roue externe		
S1	(153-154,2)	CALIB & PHYS
	(186-187,2)	CALIB & PHYS
	(47-48,4)	CALIB & ?
	(8-9-10,5)	CALIB & ?
	(24-25,5)	CALIB & ?
	(47-48,5)	CALIB & ?
	(108-109,5)	CALIB & ?
	(148-149,5)	CALIB & ?
	(189-190,5)	CALIB & ?
Total		9
S2	(4,22-23)	CALIB & ?
Total		1
S3	(9,19)-(8,20)	CALIB & ?
Total		1
S2-S3	(14,10)-(5,10)	CALIB & PHYS
	(12,23)-(4,23)	CALIB & ?
Total		2
Roue interne		
S2-S3	(46-22,6)	CALIB & PHYS
Total		1
Légende :	? : pas de données de physique	

TAB. 4.5: *Récapitulatif des court-circuit vues dans les données de calibration et de physique.*

Compartiment	(η, ϕ)	Type
Roue externe		
S1	(57,3)	U
Total		1/864
S2	(27,9)	C
	(0,12)	U
	(19,13)	U
	(19-20,18),(22→28,18)	U
	(21-22,19)	C
	Total	
S3	(16,8)	U
	(11,9)	C
	(7,13)	U
	(9,17)	U
	(3,19)	U
Total		5/320

TAB. 4.6: *Récapitulatif des cellules ayant un couplage capacitif important (C) et cellules ayant des formes de calibration inattendues (U).*

- $\eta_{cell} = 179, \phi_{cell} = 2$ in S1 : une diminution de l'énergie d'environ 1/3 a été observé avec des données de physique. Cette perte de l'énergie est due à des résistances cassé de la face HV2 de ls 9^{eme} électrode. Ceci a été confirmé par le fait que l'effet n'est pas observe avec la calibration. La correction consiste à appliquer un factor 1.33 sur l'énergie de cette cellule lorsque le barycentre en ϕ est localisé autour de la résistance cassée.

- Un court-circuit S2-S3 ($\eta = 1.65, \phi_{cell} = 10$) :

On applique la procédure suivante pour estimer l'énergie réellement déposée dans les deux cellules. A cause du court-circuit, le signal de sortie est égal pour les deux cellules. Ainsi :

$$A_2^m = A_2^v - \frac{1}{2}A_2^v + \frac{1}{2}A_3^v = A_3^m \quad (4.2)$$

où A_i^m (A_i^v) est l'amplitude du signal de sortie mesurée (vraie) (en unité ADC). En posant

$$\alpha = \frac{A_2^v}{A_3^v} \quad (4.3)$$

on peut paramétriser l'amplitude vraie dans S2 :

$$A_2^v = \frac{2\alpha}{\alpha + 1}A_2^m, \quad A_3^v = \frac{A_2^m}{\alpha} \quad (4.4)$$

Comme S3 couvre deux cellules de S2 en η (A_2 and A_2'), la paramétrisation devient :

$$A_2^v = \frac{2\alpha}{\alpha + 1}A_2^m - \frac{1}{\alpha + 1}A_2^{m'}, \quad A_3^v = \frac{A_2^m}{\alpha} + \frac{A_2^{m'}}{\alpha} \quad (4.5)$$

La détermination du paramètre α (qui dépend de l'énergie) est obtenue en utilisant les cellules voisines comme références. Les coefficients de calibration r_0, r_1 et r_2 sont tirés des cellules voisine en ϕ pour calibrer ces deux cellules.

4.3 Traitement du signal

La reconstruction de l'amplitude du signal à partir des échantillons enregistrés est une étape importante pour la mesure de l'énergie déposée dans le calorimètre. La méthode utilisée va influencer le terme constant de la résolution en énergie et intervient aussi bien dans la calibration du détecteur que dans la mesure directe d'un dépôt d'énergie. La méthode présentée, utilisée pour l'analyse des données des tests et dont le principe sera appliqué dans ATLAS, est appelée filtrage optimal.

Il sera successivement abordé la technique du filtrage optimal, la mesure du bruit de fond et la calibration des cellules du détecteur.

4.3.1 Filtrage optimal : principe théorique de la méthode

Rappelons que dans l'expérience ATLAS, l'échantillonnage à 40 MHz sera synchronisé avec l'arrivée des particules pour que le troisième échantillon soit dans un intervalle de ± 2 ns autour de la position du maximum du signal. L'information sur l'amplitude maximale ne peut donc être obtenue que par une méthode de reconstruction qui utilise les échantillons telle que le filtrage optimal. Cette méthode permet également de minimiser l'influence du bruit, à la fois électronique (test sous faisceau et ATLAS) et d'empilement (uniquement ATLAS). Pour les tests sous faisceaux, les particules arrivent de façon asynchrone par rapport à l'horloge d'échantillonnage. Le décalage du troisième échantillon par rapport à la position du maximum sera, pour la majorité des événements, supérieur à 2 ns. La méthode du traitement du signal est donc primordiale pour analyser les données de tests.

Expression de l'amplitude maximale comme une combinaison linéaire des échantillons

Le principe consiste, pour commencer, à ajuster une fonction sur les échantillons S_i en minimisant un χ^2 sans tenir compte du bruit. Si $g(t)$ est la fonction normalisée de la forme du signal, alors le χ^2 est défini par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(S_i - A_{max} g(t_i - \Delta T) \right)^2 \quad (4.6)$$

où A_{max} est l'amplitude du signal, t_i est le temps des échantillons donné par l'horloge d'échantillonnage ($i \times 25$ ns), ΔT est le décalage du signal par rapport à sa position attendue, N est le nombre des échantillons (5), a_i et b_i sont les coefficients du filtrage optimal.

En développant $g(t_i - \Delta T)$ au premier ordre, $g(t_i - \Delta T) = g(t_i) - \Delta T g'(t_i) = g_i - \Delta T g'_i$, et en dérivant χ^2 par rapport à A_{max} et $A_{max} \Delta T$, un minimum est trouvé si A_{max} et $A_{max} \Delta T$ vérifie les équations suivantes :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial A_{max}} = -2 \sum_i g_i \left(S_i - A_{max} g_i + A_{max} \Delta T g'_i \right) = 0 \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial A_{max} \Delta T} = 2 \sum_i g'_i \left(S_i - A_{max} g_i + A_{max} \Delta T g'_i \right) = 0 \quad (4.8)$$

Les solutions des équations (4.7), (4.8) se mettent sous la forme :

$$A_{max} = \sum_{i=1}^N a_i S_i \quad (4.9)$$

$$A_{max} \cdot \Delta T = \sum_{i=1}^N b_i S_i \quad (4.10)$$

où

$$a_i = \frac{\sum_j g_j'^2}{D} g_i - \frac{\sum_j g_j g_j'}{D} g_i' \quad (4.11)$$

$$b_i = \frac{\sum_j g_j^2}{D} g_i' - \frac{\sum_j g_j g_j'}{D} g_i \quad (4.12)$$

et

$$D = \sum_j g_j^2 \sum_j g_j'^2 - \left(\sum_j g_j g_j' \right)^2 \quad (4.13)$$

Les coefficient (a_i, b_i) des relations (4.11) et (4.12) ne tiennent pas compte du bruit qui fausse naturellement la détermination de l'amplitude du signal. Il est possible de minimiser son influence à l'aide du filtrage optimal [121]. La façon de procéder pour la détermination des coefficients minimisant le bruit est présentée dans le paragraphe suivant.

Détermination des coefficients de l'optimal filtering

En tenant compte du bruit, les échantillons se mettent sous la forme :

$$S_i = A_{max} g_i - A_{max} \Delta T g_i' + n_i \quad (4.14)$$

où n_i est la composante du bruit (électronique et empilement).

Soit u et v les combinaisons linéaires de (a_i, b_i) avec S_i . L'amplitude du signal (A_{max}) est la valeur moyenne de u , la valeur moyenne du bruit étant nulle, on a :

$$u = \sum_i a_i S_i = \sum_i \left(A_{max} a_i g_i - A_{max} \Delta T a_i g_i' + a_i n_i \right) \quad (4.15)$$

$$v = \sum_i b_i S_i = \sum_i \left(A_{max} b_i g_i - A_{max} \Delta T b_i g_i' + b_i n_i \right) \quad (4.16)$$

et

$$A_{max} = \langle u \rangle = \sum_i \left(A_{max} a_i g_i - A_{max} \Delta T a_i g_i' \right) \quad (4.17)$$

$$A_{max} \Delta T = \langle v \rangle = \sum_i \left(A_{max} b_i g_i - A_{max} \Delta T b_i g_i' \right) \quad (4.18)$$

Pour satisfaire les équations (4.17) et (4.18), il faut les quatre contraintes suivantes :

$$\sum_i a_i g_i = 1 \quad \sum_i a_i g_i' = 0 \quad (4.19)$$

$$\sum_i b_i g_i = 0 \quad \sum_i b_i g_i' = -1 \quad (4.20)$$

Le bruit s'exprime dans la variance de u et v :

$$\sigma_u^2 = \sum_{i,j} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{i,j} a_i a_j R_{ij} \quad (4.21)$$

$$\sigma_v^2 = \sum_{i,j} b_i b_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{i,j} b_i b_j R_{ij} \quad (4.22)$$

où $\langle n_i n_j \rangle = R_{ij}$ sont les éléments de la matrice d'autocorrélation du bruit.

On veut déterminer les coefficients a_i et b_i qui vérifient les contraintes (4.19), (4.20) et qui minimisent la contribution du bruit dans le calcul de l'amplitude maximale. En utilisant les multiplicateurs de Lagrange, on définit les fonctions I_u et I_v à l'aide des variances de u et v et des contraintes :

$$I_u = \sum_{ij} R_{ij} a_i a_j - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_i a_i g'_i \quad (4.23)$$

$$I_v = \sum_{ij} R_{ij} b_i b_j - \mu \sum_i b_i g_i - \rho \left(\sum_i b_i g'_i + 1 \right) \quad (4.24)$$

où λ , κ , μ et ρ sont les multiplicateurs de Lagrange. Ces fonctions admettent un minimum. Les coefficients a_i et b_i du filtrage optimal sont les solutions des équations $\partial I_u / \partial a_i = 0$ et $\partial I_v / \partial b_i = 0$ et valent :

$$a = \lambda V g + \kappa V g' \quad (4.25)$$

$$b = \mu V g + \rho V g' \quad (4.26)$$

où V est la matrice inverse de la matrice d'autocorrélation du bruit, a , b , g , g' sont les formes matricielles de a_i , b_i , g_i et g'_i .

La valeur des multiplicateurs de Lagrange est déterminée en utilisant les contraintes (4.19), (4.20), par exemple :

$$g^+ \cdot a = \lambda g^+ V g + \kappa g^+ V g' = 1 \quad (4.27)$$

$$g'^+ \cdot a = \lambda g'^+ V g + \kappa g'^+ V g' = 0 \quad (4.28)$$

d'où :

$$\lambda = \frac{Q_2}{D} \quad (4.29)$$

$$\kappa = -\frac{Q_3}{D} \quad (4.30)$$

De même pour μ et ρ . Finalement

$$a = \frac{Q_2}{D} V g - \frac{Q_3}{D} V g' \quad (4.31)$$

$$b = \frac{Q_3}{D} V g - \frac{Q_1}{D} V g' \quad (4.32)$$

où

$$Q_1 = \sum_{i,j} g_i \cdot V_{ij} \cdot g_j = g^+ V g \quad (4.33)$$

$$Q_2 = \sum_{i,j} g'_i \cdot V_{ij} \cdot g'_j = g'^+ V g' \quad (4.34)$$

$$Q_3 = \sum_{i,j} g'_i \cdot V_{ij} \cdot g_j = g'^+ V g \quad (4.35)$$

$$D = Q_1 Q_2 - Q_3^2 \quad (4.36)$$

4.3.2 Bruit et détermination de la matrice d'autocorrélation

La valeur moyenne du signal mesuré lorsque le dispositif détecteur-électronique n'est soumis à aucune excitation (de physique ou de calibration) est appelé piédestal. Ce dernier est calculé pour chaque canal puis retranché au signal mesuré (calibration ou physique). Après soustraction du piédestal, la valeur moyenne du bruit est nulle.

La fluctuation du bruit de fond (BdF) autour du piédestal (écart quadratique moyen) s'écrit pour la cellule k :

$$\sigma_k = \sqrt{\langle BdF(k)^2 \rangle - \langle BdF(k) \rangle^2} \quad (4.37)$$

où $BdF(k)$ est le bruit de fond mesuré dans la cellule.

Pour les tests en faisceau, à l'aide des données "piédestal", la matrice d'autocorrélation du bruit R_{ij} est calculé la façon suivante :

$$R_{ij} = \langle BdF_i BdF_j \rangle - \langle BdF_i \rangle \langle BdF_j \rangle \quad (4.38)$$

où BdF_i est la valeur du bruit de fond de l'échantillon i .

4.3.3 Calcul des coefficients du filtrage optimal

Les coefficients du filtrage optimal sont calculés pour chaque cellule du calorimètre et pour plusieurs valeurs de décalage en temps aussi bien pour les signaux de calibration que de physique à partir des équations (4.31) et (4.32). Pour ce faire, il faut paramétriser la forme du signal par une fonction (g). Cette paramétrisation est expliquée dans les deux paragraphes suivants : d'abord dans le cas de signal de calibration puis pour le signal de physique.

Calcul dans le cas du signal de calibration

On fait l'hypothèse que la forme du signal de calibration, présentée dans la section 4.2.8, ne varie pas au cours du temps et qu'elle ne dépend pas de la valeur d'injection de calibration.

Cette forme de calibration, pour chaque cellule, est obtenue pour une valeur injectée par gain (10000 DAC en gain moyen et 1000 DAC en gain haut). Une forme de signal de référence est choisie pour chaque cellule sur l'ensemble des données.

Plusieurs méthodes de paramétrisation de la forme du signal ont été testées, dont trois sont présentées ici :

- Description complète de la chaîne d'électronique : la fonction g doit tenir compte des composants du détecteurs, des réflexions dues à la différence d'impédance entre câbles ou entre les câbles et les connections. Il doit aussi tenir compte de la diaphonie qui peut déformer la courbe du signal.
- Ajustement d'une fonction générique (polynôme, somme de sigmoïdes, etc ...) avec un nombre de degrés de liberté adapté : la détermination des paramètres de la fonction est plus aisée que la méthode précédente.
- Tabulation : fonction discrète de la forme de référence.

Le modèle électrique a permis, par exemple, de retrouver les valeurs de capacités du détecteur. Cependant, ce modèle à grands nombres de paramètres ne permet pas de traiter, pour l'instant, la diaphonie. L'ajustement de la fonction sur la forme ne donne pas encore entièrement satisfaction. C'est pourquoi il a été choisi, pour la calibration, d'utiliser la fonction discrète (échantillons toutes les nanosecondes). La forme de calibration, avec de faibles barres d'erreurs, s'y prête particulièrement bien, voir figure 4.12a.

Il a été observé un décalage en temps des formes de calibration par rapport à la courbe de référence. Il est illustré par la figure 4.15a : la forme de référence est représentée avec des traits horizontaux et sont superposés les 5 échantillons de trois données rampes avant et après avoir appliqué un décalage en temps pour coïncider avec la référence. Ce décalage en temps dépend de la configuration des FEBs utilisées. L'origine de ce décalage n'a pas encore été identifié. Pour en tenir compte 40 jeux de coefficients sont calculés. Ce choix est motivé par la figure 4.15b qui montre une distribution de ΔT pour 14 bases de données de rampes couvrant toutes les configurations de FEBs utilisées durant la période de test.

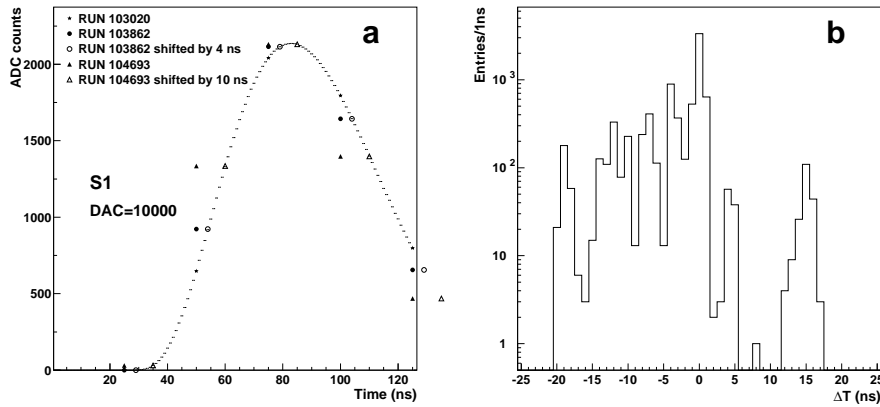


FIG. 4.15: a- Décalage en temps pour trois rampes avant et après correction par rapport à la forme de référence et b- Distribution du décalage en temps ΔT pour toutes les configurations de calibration utilisées dans les analyses de physique.

Les 40 jeux de coefficients (a_i, b_i) par cellule sont enregistrés dans des bases de

données dans les deux gains. Ces bases de données sont utilisées pour reconstruire l'amplitude du signal de calibration des données rampes.

Calcul dans le cas du signal de physique

De même que pour les signaux de calibration, on fait l'hypothèse que la forme des signaux de physique, reconstruite dans la section 4.2.8, ne varie pas au cours du temps et ne dépend pas de la valeur de l'énergie du faisceau.

La forme du signal de physique est choisie pour une énergie donnée (la plus élevée possible pour un gain donné) et une seule fois par cellule. On recherche ensuite les paramètres de la fonction g en ajustant une combinaison linéaire de sigmoïdes [122] sur la forme du signal. Cette fonction s'écrit :

$$g(t) = \sum_{i=1}^n e_i + f_i \cdot \frac{1}{1 + \exp(-C_i + d_i t)} \quad (4.39)$$

où e_i , f_i , C_i et d_i sont les $4 \times n$ ($n=10$) paramètres de la fonction g .

Le faisceau asynchrone implique un intervalle en temps d'arrivée des particules de 25 ns par rapport à l'horloge d'échantillonnage. Il faut donc au moins 25 jeux de coefficients (a_i, b_i). Mais il a été recensé, comme pour les formes de calibration, des décalages en temps des formes de physique par rapport à la forme de référence. Ainsi, pour tenir compte de ce décalage en temps 65 (25+40) jeux de coefficients (a_i, b_i) sont calculés.

4.3.4 Calibration du détecteur

La calibration des cellules permet d'homogénéiser la réponse de l'ensemble des canaux du détecteur. Le principe est de déterminer les facteurs de proportionnalité entre le signal d'entrée (en calibration : un signal exponentiel décroissant) et de sortie (ADC).

Techniquement, la calibration se fait en trois étapes :

- des rampes de calibrations sont régulièrement prises au cours du temps, afin de contrôler la stabilité du signal, et sont organisées de la façon suivante : 11 valeurs sont injectées avec des amplitudes croissantes (0-10000 DAC en gain moyen, 0-1000 DAC en gain haut). Le signal de sortie est traité de la même manière qu'un signal de physique (amplification, mise en forme, échantillonnage à 40 MHz, numérisation, enregistrement des cinq échantillons autour du maximum).
- on retranche le piédestal et le DAC0 (sect. 3.2.2) aux échantillons. L'amplitude du signal de sortie est reconstruite avec la méthode du filtrage optimal. Un jeu de coefficient (a_i, b_i) est choisi et sont appliqués aux cinq échantillons. A_{max} et ΔT (eq. 4.10) sont calculés. Si $\Delta T > 1$, les coefficients correspondant à cette valeur de décalage sont appliqués et un nouveau ΔT est calculé. La procédure s'arrête lorsque $\Delta T \leq 1$. En général, ΔT converge en deux itérations.
- détermination des poids de calibration (r_0, r_1, r_2), pour chaque cellule, en ajustant un polynôme du second degré sur le signal injecté (DAC) en fonction du signal

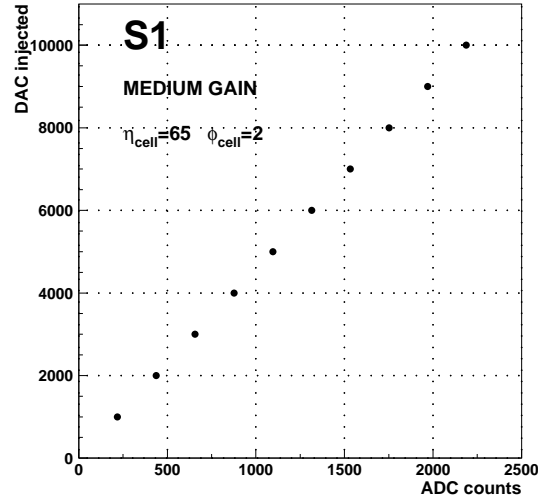


FIG. 4.16: Signal d'injection (en DAC) en fonction de la réponse d'une cellule du détecteur (en ADC) en gain haut.

reconstruit (ADC) :

$$DAC = r_1 ADC + r_2 \left(ADC - r_0 \right)^2 \quad (4.40)$$

Un polynome du second degré a été choisi pour prendre en compte les possibles saturations du signal de sortie lorsque les valeurs d'injection sont élevées. La figure 4.16 montre l'amplitude du signal injecté en fonction de l'amplitude de signal de sortie. La valeur de r_2 est faible car la saturation du signal de sortie n'a pas été atteinte.

Le signal de physique, après avoir traversé toute la chaîne de lecture, est enregistré unité ADC . Pour chaque canal, le signal peut-être converti en DAC puis en MeV . Le courant $i(t)$ mesuré sur l'électrode est proportionnel au nombre d'électrons d'ionisation (N) et s'écrit pour un condensateur plan :

$$i(t) = N \frac{q}{t_{dr}} \left(1 - \frac{t}{t_{dr}} \right) \quad (4.41)$$

où t_{dr} est le temps de dérive des électrons, de charge q . L'amplitude du signal est $I_p = i(0) = Nq/t_{dr}$. D'où $Nq = I_p t_{dr}$.

Le nombre N d'électrons d'ionisation dépend de l'énergie perdue par la particule (E), du rapport d'échantillonnage (f_η) et de l'énergie d'ionisation de l'argon ($W_i = 23.6$ eV). On a :

$$Nq = \frac{E}{W_i} f_\eta q \quad (4.42)$$

Ainsi :

$$Nq = \frac{E}{W_i} f_\eta q = I_p \times t_{dr} \quad (4.43)$$

Le rapport (CD) entre le courant induit et l'énergie déposée est :

$$CD = \frac{I_p}{E} = \frac{q f_\eta}{W_i t_{dr}} \quad (4.44)$$

ou encore :

$$CD(nA/MeV) = \frac{1.6 f_\eta}{t_{dr}(ns) W_i \times 10^{-5}} \quad (4.45)$$

A la sortie de la chaîne de lecture et après calibration, l'énergie mesurée dans une cellule est :

$$E(MeV) = \frac{I_p(nA)}{CD} = K(V/DAC) \frac{10^9}{R_{inj}} \frac{DAC}{CD} \quad (4.46)$$

où $K = 5/(2^{17} - 1)$ V/DAC et R_{inj} est la résistance d'injection du signal de calibration sur les cartes mères. Sa valeur dépend du compartiment (section 3.2.2 et tableau 3.3).

L'énergie mesurée dans une cellule du compartiment i (Si, $i=0,3$) peut s'écrire de façon compacte :

$$E_{cell}^{Si} = \gamma^{Si} \times DAC \quad (4.47)$$

où $\gamma^{Si} = (K \times 10^9)/(R_{inj}^{Si} \cdot CD)$.

Pour $\eta = 1.7$, le coefficient γ vaut dans le deuxième compartiment 31.2 MeV/DAC. Il pourra être comparé à celui trouvé pour les données (section 4.5).

4.3.5 Bases de données

Cette section est un résumé des bases de données créées avant la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre. La liste par ordre chronologique d'utilisation dans le traitement des données de physique est la suivante :

- piédestal : pour chaque fichier de bruit de fond enregistré durant la période de test en faisceau, une base de données de piédestal est créée (deux gains).
- coefficients (a_i, b_i) du filtrage optimal : une base de données par gain contenant 40 et 65 jeux de coefficients par cellule respectivement pour les données de calibration et pour les données de physique.
- poids de calibration : une base de donnée par gain et par rampe enregistrée au cours de la période de test en faisceau contenant trois coefficients par cellule.

4.4 Traitement des données de bruit et calibration

4.4.1 Piédestaux et bruit électronique

Définition

On distingue généralement deux composantes du bruit :

- bruit incohérent : bruit intrinsèque au canal et indépendant des autres canaux.
- bruit cohérent : bruit commun au canaux.

Pour déterminer ces deux composantes on définit la somme alternée (AS) et la somme directe (DS) des piédestaux de N_{cell} cellules :

$$AS = \sum_{k=1}^{N_{cell}} (-1)^k Ped_k \quad (4.48)$$

$$DS = \sum_{k=1}^{N_{cell}} Ped_k \quad (4.49)$$

Le terme du bruit corrélé en temps est éliminé dans la somme alternée. Ainsi le bruit incohérent et cohérent sont :

$$\sigma_{incoh} = \frac{\sigma_{AS}}{\sqrt{N_{cell}}} \quad (4.50)$$

$$\sigma_{coh} = \frac{\sqrt{\sigma_{DS}^2 - \sigma_{AS}^2}}{N_{cell}} \quad (4.51)$$

Dans la valeur totale du bruit d'un ensemble de cellules, les composantes incohérentes s'ajoutent quadratiquement alors que les composantes cohérentes s'ajoutent linéairement. Il est donc important que la contribution cohérente soit la plus faible possible.

Mesure du bruit dans le Module 0

Ce paragraphe présente les résultats de la mesure du piédestal et du bruit, leur variation en fonction du temps et les valeurs du bruit cohérent et incohérent pour une région équivalente à une FEB de chaque compartiment (S1 : $\eta = 1.6-1.7$, S2 : $\eta = 1.6-1.8$, S3 : $\eta = 1.6 - 2.0$).

La figure 4.17 montre les valeurs du piédestal par FEB pour 4 prises de données dans un intervalle en temps de 10 jours (26/09-05/10) et la variation du piédestal au cours de cette période pour le gain haut et moyen. Sur cette période, la variation de l'amplitude du piédestal au cours du temps est inférieure à 0.1%, traduisant une relative stabilité du piédestal.

La figure 4.18 montre la valeur du bruit électronique pour le gain haut et moyen et sa variation au cours de la période de prise de données. La valeur moyenne du bruit est de 7.68 (1.10) ADC, 3.27 (0.81) ADC et 4.85 (0.89) ADC respectivement pour S1, S2 et S3 en gain haut(moyen). En appliquant les coefficients de calibration, on obtient une valeur moyenne du bruit autour de $\eta = 1.7$ par cellule de 19 (27) MeV, 47 (116) MeV et 38 (69)

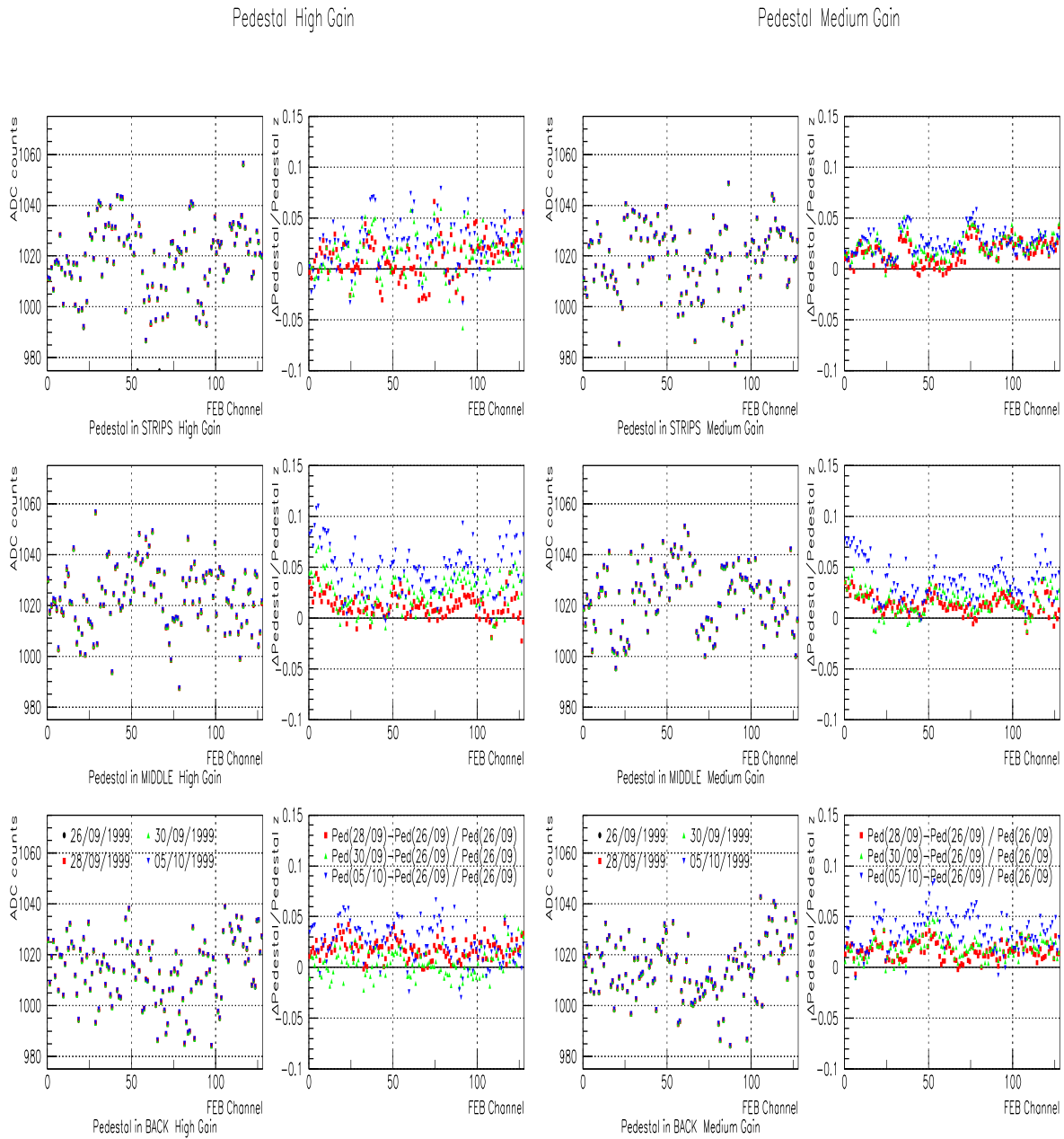


FIG. 4.17: Variation du piédestal dans les trois compartiments ($S1 : \eta = 1.6 - 1.7$, $S2 : \eta = 1.6 - 1.8$, $S3 : \eta = 1.6 - 2.0$) pour le gain haut (gauche) et moyen (droite).

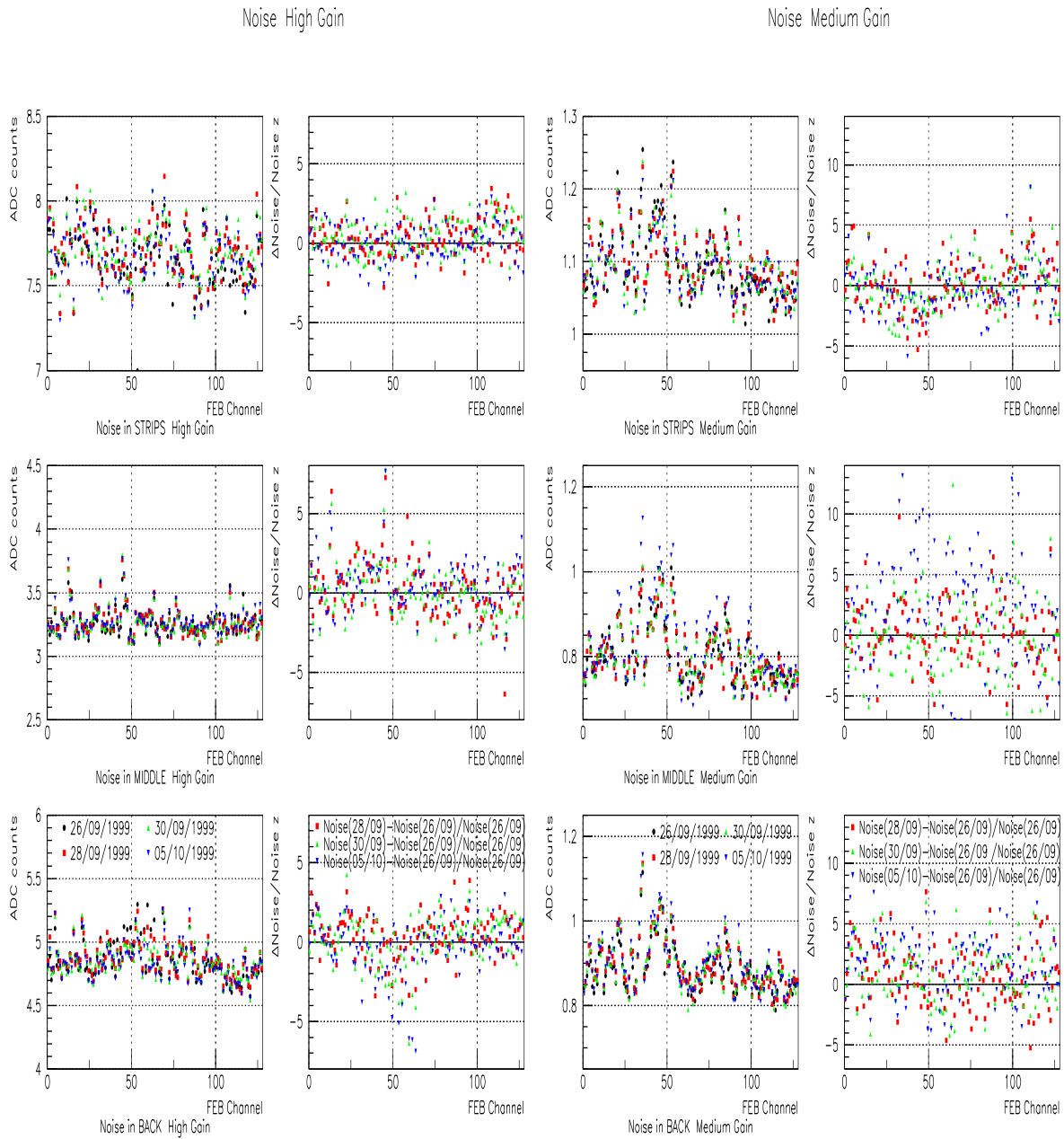


FIG. 4.18: Variation du bruit électronique dans les trois compartiments ($S1 : \eta = 1.6 - 1.7$, $S2 : \eta = 1.6 - 1.8$, $S3 : \eta = 1.6 - 2.0$) pour le gain haut (gauche) et moyen (droite).

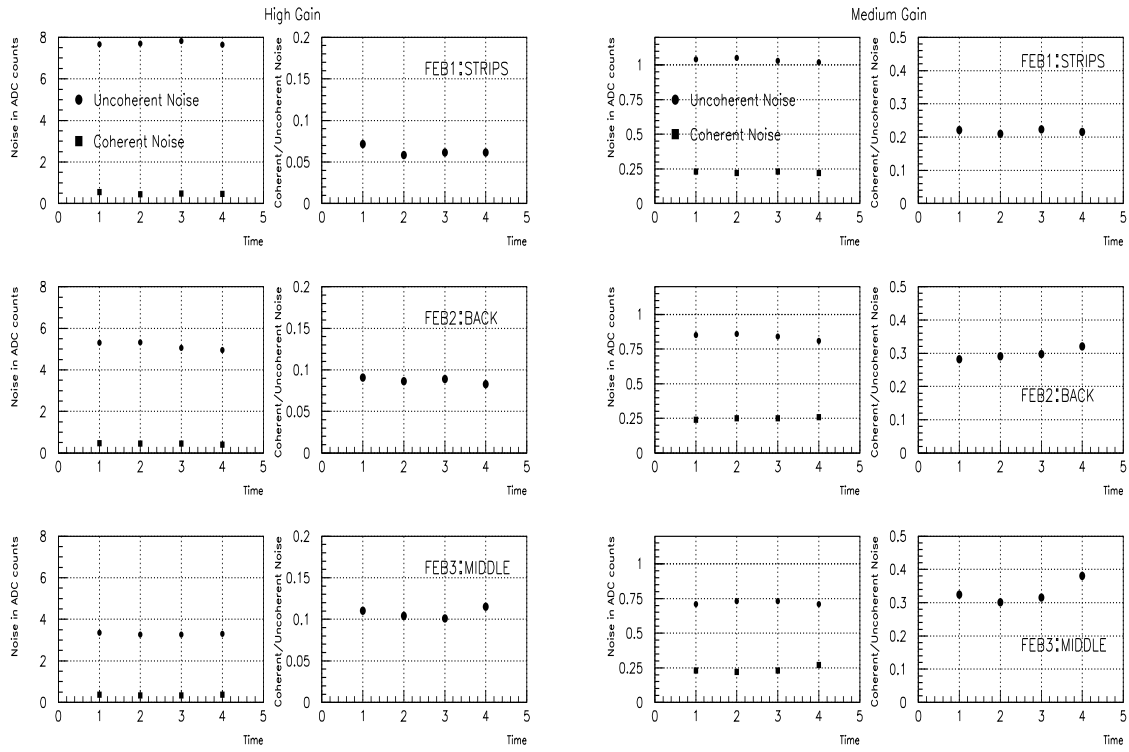


FIG. 4.19: Variation du bruit incohérent et cohérent (gauche) et rapport bruit cohérent sur bruit incohérent (droite) pour chaque FEB ($S1 : \eta = 1.6 - 1.7$, $S2 : \eta = 1.6 - 1.8$, $S3 : \eta = 1.6 - 2.0$) en fonction du temps (1 : 26/09, 2 : 28/09, 3 : 30/09, 4 : 05/10) pour le gain haut et moyen.

MeV respectivement pour S1, S2 et S3 en gain haut (moyen). L'amplitude de la variation du bruit est de l'ordre de 5% pour le gain haut et de l'ordre de 10% pour gain moyen.

La figure 4.19 présente le bruit cohérent et incohérent en fonction du temps et le rapport des deux. Les deux types de bruits varient peu en fonction du temps. Le tableau 4.7 donne les valeurs moyennes des bruits cohérent et incohérent mesurés dans les trois compartiments pour les deux gains. Le bruit cohérent est inférieur à 0.5 (0.25) ADC dans les trois compartiment en gain haut (medium), et vaut, dans le deuxième compartiment, 5.2 (34.4) MeV, soit légèrement supérieur à la valeur attendue de 3 MeV [132] en gain haut. La contribution du bruit cohérent par rapport au bruit incohérent est inférieur à 12% en gain haut et de l'ordre de 30% en gain moyen. Le bruit cohérent a donc, comme attendu, une contribution plus faible dans le bruit total que le bruit incohérent.

Compartiment Gain haut	Bruit cohérent moyen (ADC)	Bruit incohérent moyen (ADC)	cohérent/incohérent
S1	0.49 ± 0.02	7.71 ± 0.03	0.064 ± 0.003
S2	0.36 ± 0.01	3.30 ± 0.02	0.110 ± 0.004
S3	0.45 ± 0.01	5.16 ± 0.08	0.087 ± 0.003
Compartiment Gain moyen	Bruit cohérent moyen (ADC)	Bruit incohérent moyen (ADC)	cohérent/incohérent
S1	0.225 ± 0.003	1.035 ± 0.006	0.217 ± 0.004
S2	0.24 ± 0.01	0.72 ± 0.01	0.33 ± 0.02
S3	0.25 ± 0.01	0.84 ± 0.01	0.30 ± 0.02

TAB. 4.7: Valeur moyenne des bruits cohérent et incohérent et le rapport des deux pour une FEB par compartiment (S1 : $\eta = 1.6 - 1.7$, S2 : $\eta = 1.6 - 1.8$, S3 : $\eta = 1.6 - 2.0$).

4.4.2 Stabilité de la calibration du Module 0

Pour minimiser la contribution de la calibration dans le terme constant de la résolution en énergie, il est nécessaire que celle-ci soit stable au cours du temps. On attend, sur une période de prise de données, à ce que l'amplitude du signal varie peu. La stabilité de la calibration effectuée sur trois FEBs a été étudiée, une par compartiment (S1 : $\eta = 1.6 - 1.7$, S2 : $\eta = 1.6 - 1.8$, S3 : $\eta = 1.6 - 2.0$). La figure 4.20 montre la valeur du coefficient de calibration r_1 (gain moyen) de l'équation 4.40 et la variation de sa valeur au cours de la seconde période de prise de données. Pour les trois compartiments, l'amplitude de la variation de r_1 est de l'ordre de 0.4%. Pour faire une estimation de la réponse du détecteur en fonction du temps (en utilisant tous les coefficients de calibration), on calcul la réponse pour une valeur injectée de 400 ADC en gain moyen. La variation de la réponse (ΔE) est calculée pour chaque canal de la FEB de S2 et pour les huit bases de données référencées en temps sur la figure 4.20. La figure 4.21 montre la distribution de la dispersion en énergie ($\Delta E/E$) pour tous les canaux de la FEB de S2. Avec une dispersion de 0.1% de la réponse du détecteur pour une valeur d'injection donnée, on peut conclure que la calibration est stable au cours du temps.

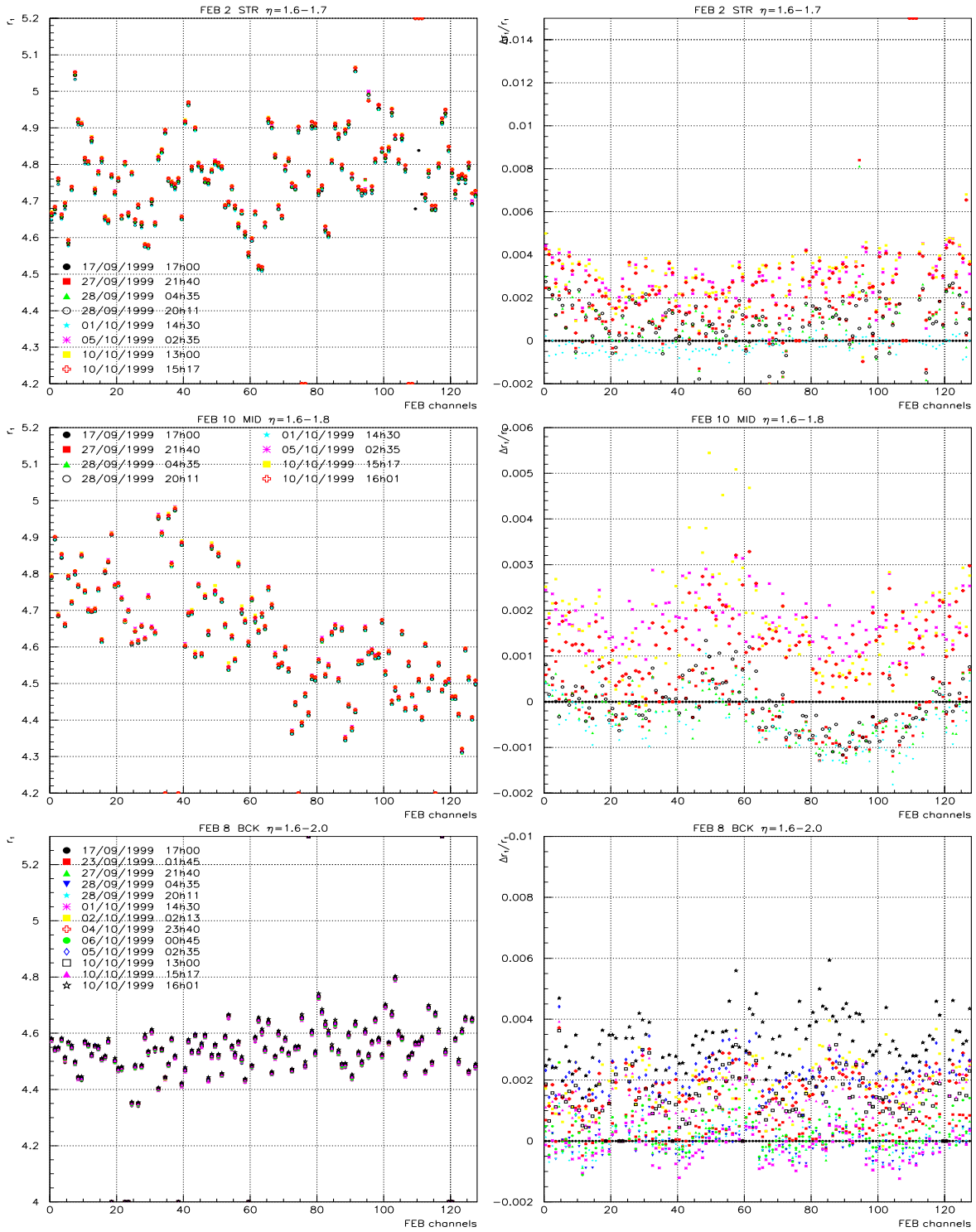


FIG. 4.20: *Gauche* : Coefficient de calibration r_1 (gain moyen) pour une FEB par compartiment (S1 : $\eta = 1.6 - 1.7$, S2 : $\eta = 1.6 - 1.8$, S3 : $\eta = 1.6 - 2.0$) et pour différentes prises de données aux cours de la seconde période de test. *Droite* : Variation du coefficient de calibration r_1 ($\Delta r_1 / r_1$) par rapport aux données de calibration du 17/09.

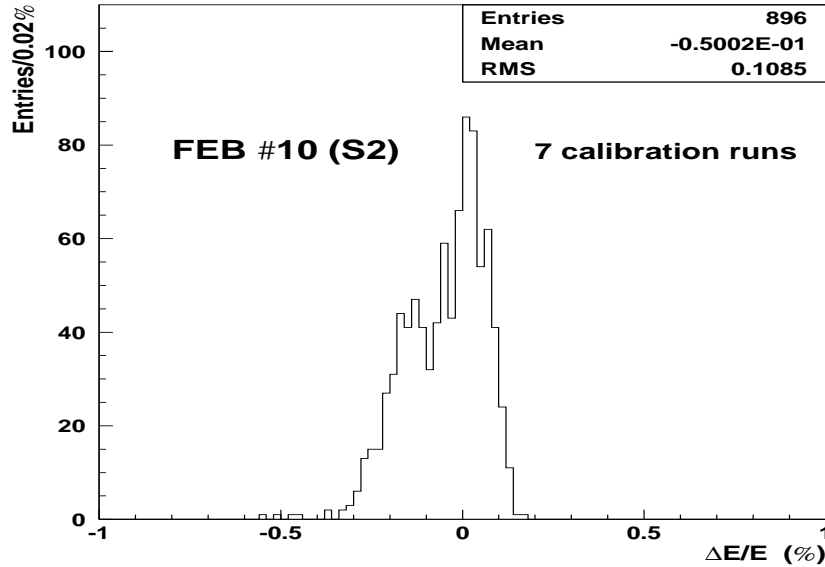


FIG. 4.21: *Distribution de la variation de l'énergie normalisée pour une valeur d'injection de 400 ADC en gain moyen pour une FEB de S2 ($\eta = 1.6 - 1.8$). Ont été utilisées huit bases de données de calibration enregistrées durant la seconde période de test. La première base de données de la période a été utilisée comme référence.*

4.4.3 Diaphonie

Deux pistes proches peuvent se coupler via une résistance, une capacité ou une inductance. Il en résulte qu'un courant circulant dans une des deux pistes induit un courant parasite dans l'autre. Ce courant parasite est appelé diaphonie. La diaphonie a une influence sur le signal puisqu'elle peut le déformer selon le type de couplage — capacitif, résistif, inductif — qu'il peut exister entre deux pistes.

Il est donc primordial de minimiser la diaphonie lors de la conception des éléments. Les contraintes du détecteur et de l'électronique ne permettent pas de l'éliminer complètement et il est nécessaire de connaître les valeurs de diaphonie pour soit valider soit modifier le détecteur ou l'électronique, et pour pouvoir corriger la diaphonie résiduelle.

On quantifie la diaphonie de deux manières :

- en divisant l'amplitude maximale du signal parasite par l'amplitude maximale du signal non-parasite : diaphonie pic-à-pic (X_{max}/A_{max}).
- en divisant la valeur du signal parasite à l'instant t_{max} par l'amplitude maximale du signal : diaphonie sous le pic ($X(t_{max})/A_{max}$, où $A(t_{max}) = A_{max}$).

Les trois couplages induisent trois types de diaphonie :

- diaphonie capacitive
- diaphonie résistive
- diaphonie inductive

Diaphonie capacitive

L'intervalle entre deux pistes consécutives en η sur une électrode se comporte comme une capacité qui relie les deux pistes. Il y a donc un couplage capacitif entre les deux pistes. La figure 4.22 présente la modélisation de la diaphonie capacitive dans le détecteur. La capacité C_d est la capacité du canal et C_X est la capacité parasite de couplage. Le calcul du signal I_S recueilli dans la cellule et le calcul du signal parasite I_X de la cellule voisine donne, dans l'espace des fréquences s [123] :

$$I_S = \frac{I_d}{1 + sR_{in}C_t}$$

$$I_X = \frac{sR_{in}C_X I_d}{(1 + sR_{in}C_t)^2}$$

où I_d est le signal du détecteur, R_{in} l'impédance d'entrée du pré-amplificateur et $C_t = C_d + C_X$.

En modélisant le courant triangulaire du détecteur par un échelon $I_d(s) = I_0/s$, on obtient à la sortie de la mise en forme le signal $V(x)$ et la diaphonie $X(x)$:

$$V(x) = R_f I_0 \left[\frac{\lambda^2 e^{-x/\lambda}}{(\lambda - 1)^3} - \left(\frac{x^2}{2} + \frac{\lambda x}{\lambda - 1} + \frac{\lambda^2}{(\lambda - 1)^2} \right) \frac{e^{-x}}{(\lambda - 1)^2} \right]$$

$$X(x) = -R_f I_0 \frac{\lambda C_X}{C_t} \left[\left(x - \frac{\lambda^2 + 2\lambda}{\lambda - 1} \right) \frac{e^{-x/\lambda}}{(\lambda - 1)^3} + \left(\frac{x^2}{2} + \frac{\lambda + 1}{\lambda - 1} x + \frac{\lambda^2 + 2\lambda}{(\lambda - 1)^2} \right) \frac{e^{-x}}{(\lambda - 1)^2} \right]$$

où $x = t/\tau$ et $\lambda = R_{in}C_t/\tau$ qui caractérise la constante de temps du pré-amplificateur.

Pour une capacité parasite donnée, la forme de la diaphonie va dépendre de la constante de temps du pré-amplificateur comme on peut le voir sur la figure 4.4.3 où l'on a représenté les formes des signaux non parasites et les signaux parasites pour deux valeurs de $R_{in}C_t$ en utilisant les calculs précédents. Pour une petite constante de temps (1 ns), la diaphonie se comporte comme la dérivée première du signal non parasite $V(x)$. La valeur de la diaphonie sous le pic est alors nulle et la valeur pic-à-pic est environ six fois plus faible que pour une constante de temps de 15 ns. Dans ce deuxième cas, la forme de la diaphonie n'est plus tout à fait une dérivée première du signal $V(x)$ et la diaphonie pic-à-pic n'est plus nulle. Pour notre calorimètre la constante de temps sera de 15 ns, donc ce sera le cas le plus défavorable des deux. On peut prédire la valeur de la diaphonie que l'on attend. En regardant les valeurs calculées de $V(x)$ et de $X(x)$ on constate que la diaphonie va varier comme le rapport C_X/C_d . La figure 4.24 donne la valeur de la capacité du calorimètre électromagnétique bouchon C_d , la capacité parasite C_X et le rapport C_X/C_d pour toutes les cellules des trois compartiments. On remarque que le rapport des capacités est dix fois plus élevé dans le premier compartiment que dans le deuxième et le troisième compartiment. En effet, la capacité parasite est du même ordre de grandeur dans les trois compartiments, alors que la capacité du détecteur, qui dépend

de la taille des cellules, est plus petite dans le premier compartiment, finement segmenté, que dans les deux autres. On s'attend donc à une diaphonie capacitive importante dans le premier compartiment par rapport aux 2^{ème} et 3^{ème} compartiments. En utilisant une simulation [123], les valeurs de diaphonie pic-à-pic dans le premier compartiment varient entre 6 et 11 % et les valeurs sous le pic varient entre 3 et 5%.

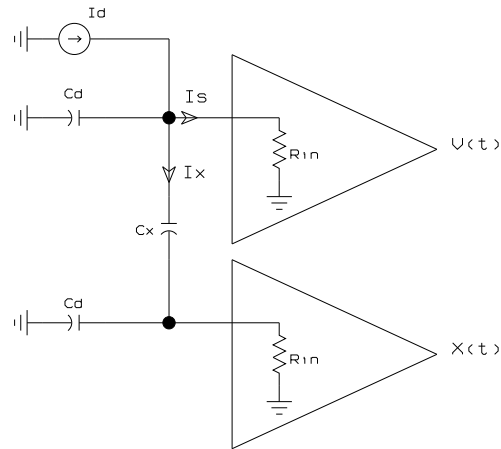


FIG. 4.22: Schéma de diaphonie capacitive.

Les résultats sur les valeurs de diaphonie mesurées dans le Module 0 sont présentés en détail dans la Réf. [124]. Un bref résumé des résultats est présenté ici pour la diaphonie capacitive et à la fin des paragraphes suivants dédiés aux autres types de diaphonie.

La diaphonie capacitive mesurée dans S1 lorsqu'un signal est injecté sur une cellule du même compartiment (notée S1→S1) varie de 5 à 9% pic à pic et de 2 à 5% pour la diaphonie calculée sous le pic pour la roue externe. Ces valeurs sont compatibles avec les valeurs prédites par la simulation.

Diaphonie résistive

Lorsqu'il existe un couplage résistif entre deux pistes, le signal parasite aura la même forme que le signal non parasite et son amplitude dépendra de la valeur de la résistance. Pour une résistance infinie il n'y a pas de signal parasite, pour une résistance nulle on a un court-circuit donc un signal parasite élevé (divisé par deux si le chemin parcouru par le signal est le même sur les deux pistes).

Il existe un couplage résistif pouvant induire une diaphonie entre les cellules du deuxième compartiment et les cellules du premier compartiment au niveau des résistances sérigraphiées sur l'électrode qui amènent la haute tension du deuxième compartiment vers le premier compartiment (R_{M-F}). Le signal parasite aura, comme dit précédemment, la même forme que le signal non parasite. On peut établir une relation entre la valeur des résistances R_{M-F} et la diaphonie induite sur les cellule de S1 lorsque l'on envoie un signal de calibration V_{cal} sur deux cellules du deuxième compartiment via la résistance d'injection R_{cal}^M (égale à 500 Ω dans le deuxième compartiment). Une partie de ce signal est récupéré

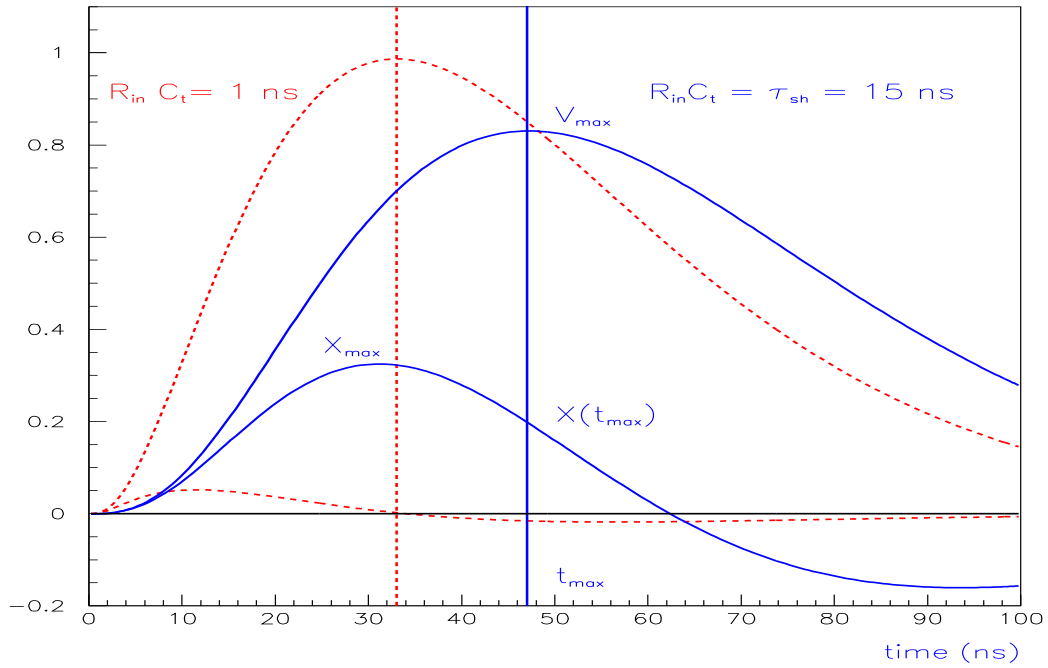


FIG. 4.23: *Forme théorique du signal et de la diaphonie capacitive pour deux valeurs de $R_{in}C_t$ et pour $\tau = 15$ ns. En pointillé $R_{in}C_t = 1$ ns et en trait continu $R_{in}C_t = 15$ ns. $X(t_{max})$: diaphonie sous le pic. X_{max} : diaphonie pic-à-pic.*

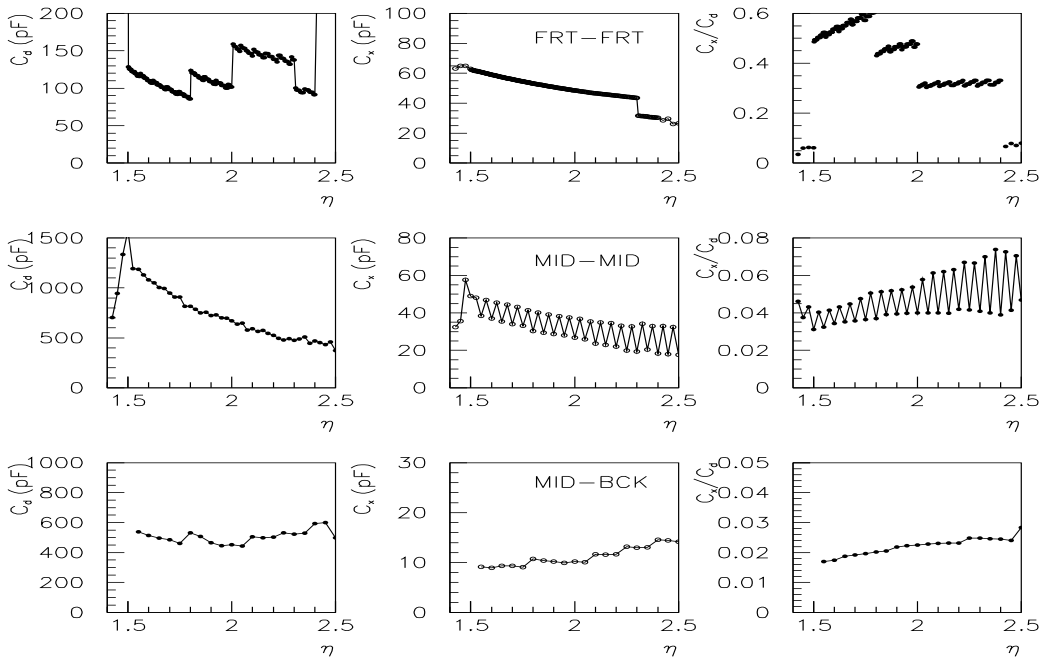


FIG. 4.24: *Capacités du détecteur et capacités parasites calculées pour les trois compartiments.*

dans les cellules du premier compartiment et vaut :

$$V_{M-F} = \frac{25V_{cal}}{R_{cal}^M} \sum_{hv=1}^2 \sum_{el=1}^{N_{el}} \frac{50}{R_{M-F}^{hv}(el)} \quad (4.52)$$

où N_{el} est le nombre d'électrodes dans S1 pour une configuration de S2 (2 cellules de S2 en ϕ sont pulsées par cellule de S1 donc $N_{el} = 6$, hv dénote la face de l'électrode).

On compare ce signal à celui que l'on mesure en injectant un signal directement une cellule de S1 avec un signal de calibration V_{cal} via la résistance d'injection R_{cal}^F (égale à 3 k Ω).

$$V_F = 50 \frac{V_{cal}}{R_{cal}^F} \quad (4.53)$$

La diaphonie pic-à-pic est égale à :

$$X_{M-F} = \frac{V_{M-F}}{V_F} = 25 \frac{R_{cal}^F}{R_{cal}^M} \sum_{hv=1}^2 \sum_{el=1}^{N_{el}} \frac{1}{R_{M-F}^{hv}(el)} \sim 150 \frac{2 \times N_{el}}{R_{M-F}} \quad (4.54)$$

En mesurant la diaphonie résistive on peut ainsi calculer la valeur des résistances qui distribuent la haute tension dans le premier compartiment.

Une diaphonie résistive S2→S1 variant de 0.5 à 4% a été mesurée pour le Module 0. Les variations de la diaphonie suit celle de l'inverse des résistances R_{M-F} mesurées à chaud. La diaphonie S1→S2 est négligeable (environ 18 fois plus faible que pour S2→S1).

Diaphonie inductive

La présence d'une inductance entre deux pistes induit un signal parasite sur les pistes. La diaphonie inductive a deux origines situées sur la carte mère au niveau des connecteurs repéré dans la section 3.1.5 et sur la figure 4.25 par "MillMax" et des "LOW PROFILE" :

- la connexion des cellules à la masse au niveau des inserts débouchants (région sur la figure 4.25 notée "MillMax")
- induction entre les canaux de calibration et de sortie et entre deux canaux de sortie (région sur la figure 4.25 notée "LOW PROFILE")

Couplage à la masse La connexion des cellules à la masse peut être schématisée par une suite d'inductances. Six canaux sur une ligne en ϕ sont connectés sur une seule et unique masse. Cette connexion représente une série d'inductances (figure 4.26) qui induisent un signal de diaphonie sur les canaux sans signaux. Plus la cellule pulsée est proche de la masse, moins il y aura de couplage inductif donc plus la diaphonie sera faible. On peut diminuer cette diaphonie en plaçant une masse entre chaque canal au niveau des inserts "MillMax".

Des tests sur les cartes mères montrent que le signal parasite a une forme bipolaire avec un temps de montée rapide et dont le premier lobe est positif (fig. 4.27). Les résultats

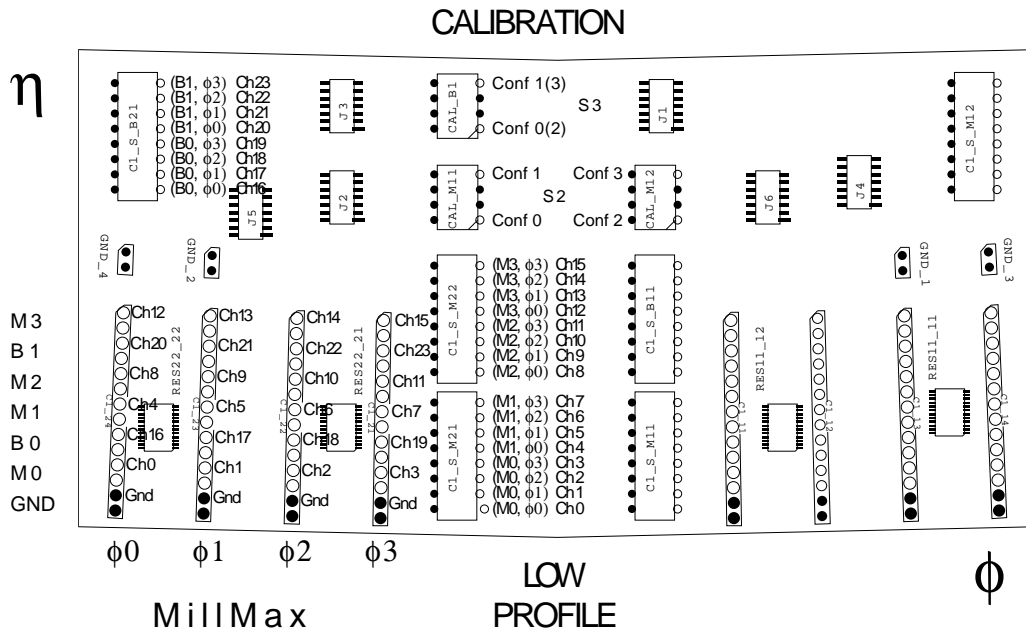


FIG. 4.25: Schéma d'une carte mère MB1 du Module 0.

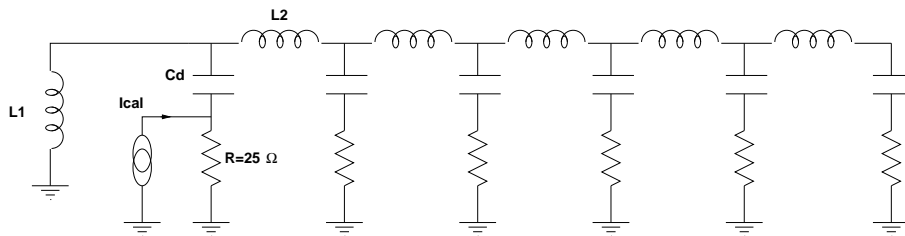


FIG. 4.26: Schéma de la connexion des cellules à la masse.

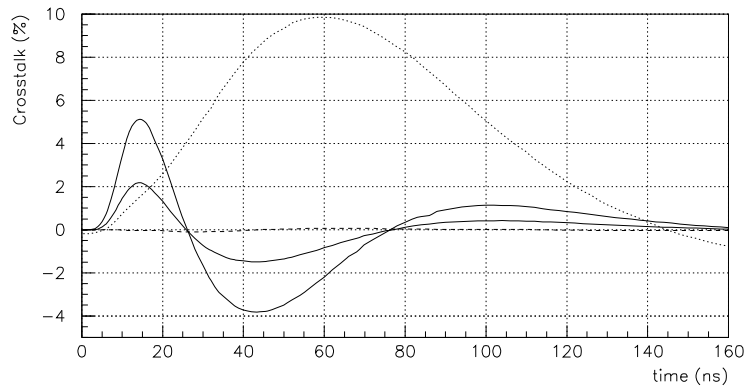


FIG. 4.27: *Forme du signal parasite (traits pleins) mesuré sur une carte mère. Le signal injecté (en pointillé) n'est pas à l'échelle. La courbe en trait discontinue représente la diaphonie si l'on avait une connexion à masse entre les canaux (MillMax).*

de simulation donnent une valeur de diaphonie comprise entre 0.7 et 1.7% et sera présente dans les cartes mères connectées sur le deuxième et troisième compartiment. On s'attend donc à une diaphonie inductive entre deux cellules du deuxième compartiment, entre deux cellules du troisième compartiment et entre une cellule du deuxième et une cellule du troisième compartiment.

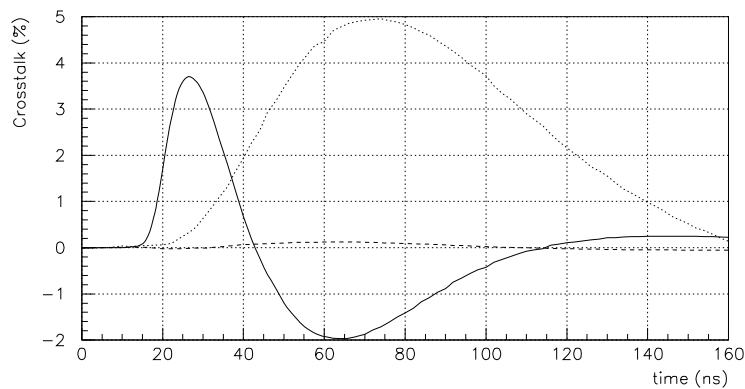


FIG. 4.28: *Diaphonie entre le signal injecté de calibration (trait pointillé) et le signal de sortie (trait plein). Le signal injecté n'est pas à l'échelle. La courbe en traits discontinus est la diaphonie lorsque la calibration est injectée derrière la carte, c'est-à-dire qu'on a supprimé la boucle de courant au niveau des "LOW PROFILE".*

Inductance mutuelle Elle se situe au niveau des connecteurs "LOW PROFILE" et elle peut être double :

- entre le signal d'entrée de calibration et le signal de sortie (uniquement pour la calibration)

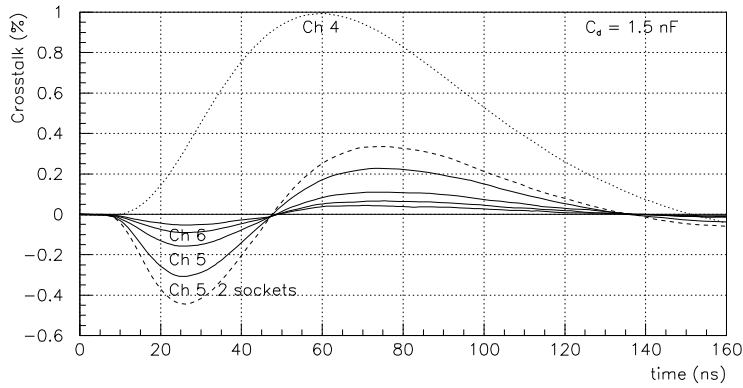


FIG. 4.29: Diaphonie pour plusieurs canaux lorsque le canal 4 est pulsé. Le signal (en pointillé) n'est pas à l'échelle.

- entre deux signaux de sortie

Les signaux arrivent et sortent par les connecteurs “LOW PROFILE” et la circulation du courant entre les connecteurs et les “sockets” (surélévation sur la carte mère pour connecter les “LOW PROFILES”) induit un courant dans les connecteurs se trouvant en vis-à-vis. Plus la surface formée par les connecteurs et les sockets est grande, plus la diaphonie induite sera importante. La diaphonie sera maximale lorsque deux connecteurs sont exactement face à face. En décalant les connecteurs de la calibration par rapport aux connecteurs des signaux de sortie, on élimine la diaphonie venant de l'inductance mutuelle dans la calibration (voir fig. 4.28). On peut aussi diminuer cette diaphonie en diminuant la surface connecteur-socket, c'est-à-dire en diminuant la longueur de connexion.

La figure 4.29 montre la diaphonie entre deux canaux de sortie. Le canal 4 de la carte mère MB1 est pulsée et l'on remarque que la diaphonie diminue lorsque le canal non pulsé s'éloigne du canal pulsé. En rajoutant des longueurs de connexion (2 “sockets”) on met en évidence une augmentation de la diaphonie pour le canal 5.

Mesure de la diaphonie inductive pour le Module 0 La diaphonie inductive a été mesurée pour quatre configurations :

- Dans S2 lorsque le signal est injecté dans S2 (S2→S2)
- Dans S3 lorsque le signal est injecté dans S3 (S3→S3)
- Dans S2 lorsque le signal est injecté dans S3 (S3→S2)
- Dans S3 lorsque le signal est injecté dans S2 (S2→S3)

Pour ces 4 mesures, la diaphonie inductive atteint des valeurs élevées par rapport à celles attendues, allant jusqu'à 5% pic à pic et 3% sous le pic. Les valeurs sont résumées dans le tableau 4.8. A titre d'exemple, les mesures de diaphonie S2→S2 dans la roue externe sont représentées sur la figure 4.30.

Deux remarques se dégagent de la lecture des mesures :

- la région $\eta = 2.0 - 2.1$ (cellules 24-27 dans S2 et 11-12 dans S3) a systématiquement une diaphonie plus élevée. Cette région n'a pas de connexion d'absorbeur à la masse

Diaphonie	Roue externe		Roue interne
	$\eta = [1.375, 2.0] \cup [2.1, 2.5]$	$\eta = 2.0 - 2.1$	
S2→S2	1-4% (0.5-2%)	3-4.5% (2.5-4%)	1.5-3.5% (0.5-1.5%)
S3→S3	3-4% (0.4-1.2%)	4-5% ($\sim 2.5\%$)	1.5-2.8% (0.4-1%)
S3→S2	0.7-1.5% (0.2-0.5%)	2-2.5% (1-1.5%)	0.5-1.2% ($\sim 0.2\%$)
S2→S3	3.5-5% (1.5-3%)	5.5-8.5% (5.5-7.5%)	2-3% (1-2%)

TAB. 4.8: Valeur de diaphonie pour différentes configurations. Les valeurs entre parenthèses correspondent à la mesure sous le pic, les autres correspondant à la mesure pic à pic.

(sect. 3.1.2), ainsi le retour de masse n'est pas aussi bon que pour les autres régions et peut expliquer une diaphonie plus importante. Cette connection sera rajoutée pour les électrodes du premier module d'ATLAS afin d'uniformiser les retours de masse.

- une structure de la diaphonie de période égale à 4 cellules dans S2 correspondant à une carte sommatrice ($\Delta\eta = 0.1$). L'amplitude de la diaphonie dépend de la position en η sur la carte mère. Cette structure est également observé dans la roue interne.

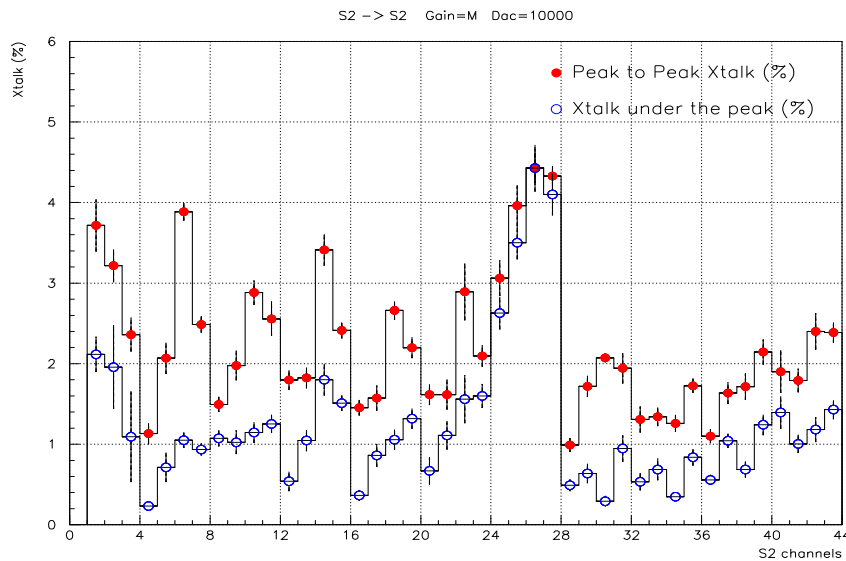


FIG. 4.30: Amplitude de la diaphonie inductive (moyenné en ϕ) dans S2 lorsque le signal est injecté dans S2 pour la roue externe. Les lignes verticales en pointillé représentent la séparation des cartes sommatrices.

Les valeurs importantes de diaphonie inductive ont pour effet de déformer le signal, aussi bien de calibration que de physique. La figure 4.31 montre les effets de la diaphonie sur les formes de physique dans le deuxième et troisième compartiment pour une série de cellules autour de la cellule qui a mesuré le plus grand dépôt l'énergie. On remarque,

dans S2, que la forme du signal pour les cellules au bord de la fenêtre sélectionnée sont déformées au début de la courbe. Pour S3, toutes les formes sont distordues. Dans le premier cas, l'effet est dominé par la diaphonie S2→S2, dans le second cas par la diaphonie S2→S3. Cela aura des conséquences dans le choix de la taille de la tour du le troisième compartiment (section 4.5.1) et sur l'uniformité de la réponse du détecteur (section 4.6.1).

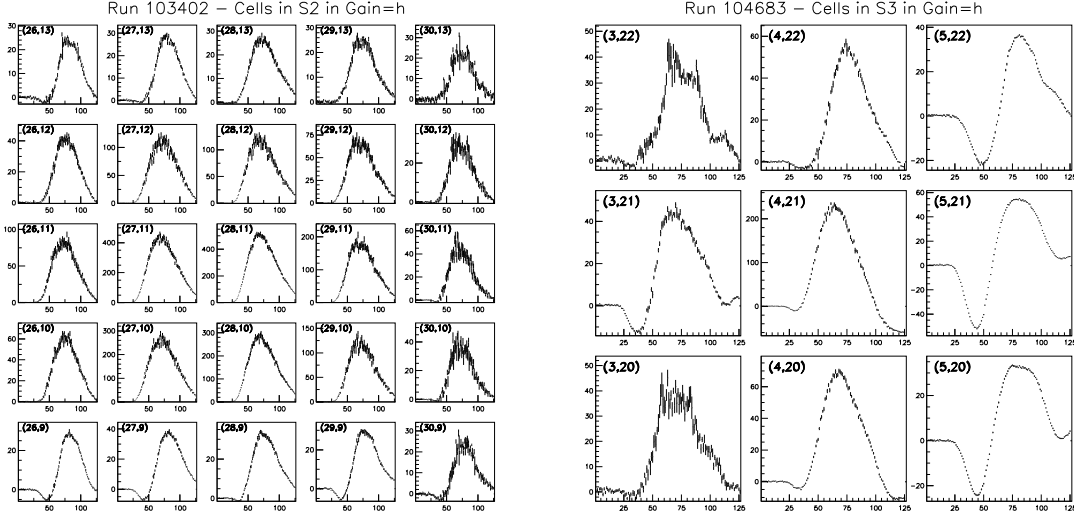


FIG. 4.31: *Forme de physique dans S2 (gauche) et S3 (droite) en gain haut pour un faisceau de 40 GeV. Le numéro de la cellule est mis entre parenthèses (η_{cell}, ϕ_{cell}); une coupure de 5 σ sur le bruit a été appliquée pour reconstruire la forme du signal.*

Diminution de la diaphonie inductive

Afin de diminuer la valeur de la diaphonie inductive, de nouvelles cartes mères ont été fabriquées. Il a été rajouté, comme on peut le voir sur la figure 4.32, des connexions à la masse pour chaque cellule (un connecteur de masse entre chaque connecteur de signal). La longueur des connexions “Low profiles” a été diminuée et l’arrivée de la calibration a été décalée par rapport aux connecteurs des signaux de sortie.

Les nouvelles cartes ont été testées sur un banc de test. L’amplitude de la diaphonie à été divisée par un facteur 2 à 4 suivant les canaux. La figure 4.33 illustre ces résultats en présentant les amplitudes de la diaphonie lorsque 4 cellules de S2 sont pulsées, dans l’ancienne et la nouvelle carte mère. La diaphonie pic à pic varie de 0.3 à 1.2%, et sous le pic de 0.05 à 0.8%.

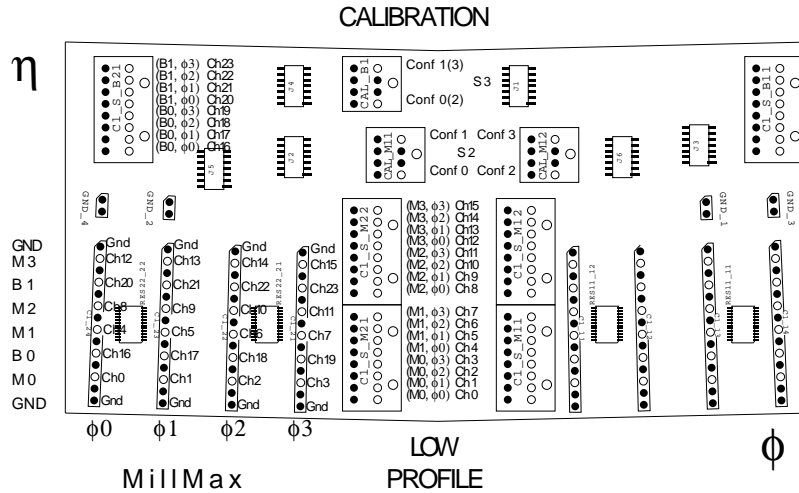


FIG. 4.32: Schéma de la nouvelle carte mère (MB1). Les cercles pleins représentent les connexions à la masse et les cercles vides le signal. M_x et B_x représentent le numéro de la cellule dans S2 et S3.

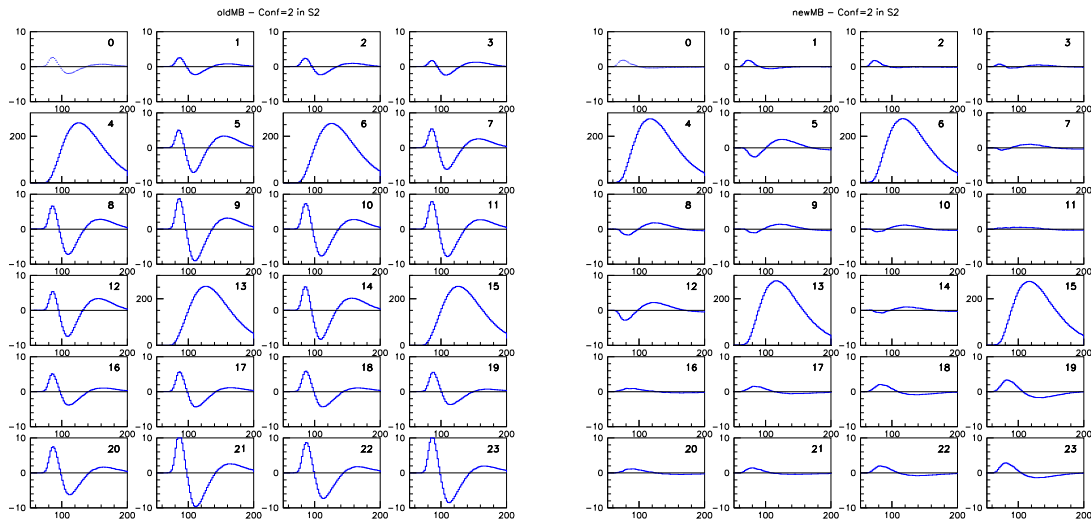


FIG. 4.33: Forme de la diaphonie dans les anciennes (gauche) et nouvelles (droite) cartes mères lorsque l'on injecte un signal dans les canaux 4,6,13 et 15 de S2. Les canaux 0-15 (16-23) sont dans S2 (S3).

4.5 Traitement des données de physique

Le traitement de l'information sur l'énergie déposée dans une cellule se fait de la manière suivante :

- soustraction du piédestal pour les cinq échantillons
- reconstruction de l'amplitude du signal en appliquant les poids (a_i, b_i) du filtrage optimal. Pour les analyses présentées ici, le gain utilisé dépend de l'énergie mesurée dans la cellule (appelé par la suite gain libre). Si l'échantillon de plus grande amplitude à une valeur inférieure à 220 ADC en gain moyen, l'énergie est traitée en gain haut (filtrage optimal, calibration), autrement en gain moyen.
- application des poids de calibration de l'électronique (ADC \rightarrow DAC)
- calibration en GeV en appliquant le coefficient γ^{S_i} , voir sect. 4.3.4.

Le facteur de conversion γ^{S_i} (GeV/DAC) peut être calculé soit théoriquement comme dans la section 4.3.4, soit en utilisant les données. Ce facteur est ajusté pour que l'énergie moyenne mesurée soit égale à l'énergie du faisceau. Il dépend ainsi du nombre de cellules sélectionnées pour mesurer l'énergie. Le tableau 4.9 donne les valeurs de γ^{S_i} pour les différentes analyses.

Compartiment	γ^{S_i} (GeV/DAC)		
	Uniformité en η	Uniformité en ϕ	Résolution en énergie
S1	0.00495	0.00489	0.0053*/0.0050/0.0057*
S2	0.0297	0.0294	0.032*/0.030/0.034*
S3	0.01485	0.0147	0.016*/0.015/0.017*

TAB. 4.9: Coefficient de conversion DAC \rightarrow GeV calculé pour les différentes analyses. (*) correspond à un nombre différent de cellules dans la roue externe et (*) correspond à la roue interne.

Le facteur théorique est 0.0312 (0.039) GeV/DAC dans S2 de la roue externe (interne). La différence entre théorie et données n'excède pas 5%. Cette différence est discutée dans la section 4.9.

4.5.1 Reconstruction de l'énergie

On mesure l'énergie déposée par une particule dans le calorimètre en sommant l'énergie mesurée par un nombre limité de cellules dans les trois compartiments. Cette fenêtre ou tour de cellules est construite autour de la cellule qui a mesuré le plus grand dépôt d'énergie (cellule centrale $E_{S_i}^{max}$). Pour le choix de la taille de la fenêtre, il faut tenir compte de deux effets antagonistes :

- la minimisation du bruit (de façon générale électronique+empilement) requière un petit nombre de cellules
- la mesure de l'énergie sans perte requiert un grand nombre de cellules

PRE-ECHANTILLONNEUR (S0)		
Fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi$ en unité de cellules		
2×2		
S1		
$1.5 < \eta < 1.8$	$1.8 < \eta < 2.0$	$ \eta > 2.0$
± 11	± 7	± 5
S2		
Particules	Energie	Fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi$
Photons convertis	< 100 GeV	3×5
Photons convertis et électrons	< 100	3×7
Electrons et photons	> 100 GeV	5×5
S3		
Particules	Energie	Fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi$
Toutes les particules	< 50 GeV	-
Photons convertis	[50, 100] GeV	2×3
Photons convertis et électrons	[50, 100]	2×3
Electrons et photons	> 100 GeV	3×5

TAB. 4.10: Taille des fenêtres de reconstruction de l'énergie dans ATLAS.

Le critère de choix est l'optimisation de la résolution en énergie. Le tableau 4.10 donne la taille des fenêtres pour les électrons et photons qui seront utilisé dans ATLAS [127].

Parce que la granularité varie en η dans le premier compartiment, le nombre de cellules dans la fenêtre varie avec η . Pour les analyses du Module 0, et principalement pour l'étude de l'uniformité en η , la taille de la fenêtre de S1 est constante en valeur de pseudo-rapacité et égale à ± 0.03 autour de la cellule centrale, ce qui correspond au nombre de cellule du tableau 4.10 au centre de chaque zone de granularité (Tab. 3.2). La taille de la fenêtre en ϕ dans le premier compartiment contient une ou deux cellules. En appelant ϕ_{S1}^{max} (ϕ_{S2}^{max}) la position en ϕ du centre de la cellule ayant recueilli le plus grand dépôt d'énergie dans S1 (S2), la fenêtre dans S1 contient une cellule si :

$$|\phi_{S2}^{max} - \phi_{S1}^{max}| < 0.025 \quad (4.55)$$

et contient deux cellules si : $|\phi_{S2}^{max} - \phi_{S1}^{max}| > 0.025$. Le nombre de cellules dans le troisième compartiment a été limité à 1 cellule pour deux raisons : *i*) à cause de la diaphonie inductive importante qui a été observée (section 4.4.3) et *ii*) parce que l'énergie déposée dans le troisième compartiment est faible pour des faisceaux d'énergie inférieure à 200 GeV. Cette cellule est la cellule en regard de la cellule centrale de S2.

L'énergie totale (E_{tot}) est la somme des énergies mesurées dans les trois compartiment (E_{Si}) (ou quatre s'il y a la présence du pré-échantillonneur). L'énergie peut s'écrire ainsi :

$$E_{tot} = p_0 E_{S0} + E_{S1} + E_{S2} + p_3 E_{S3} \quad (4.56)$$

où $p_0 E_{S0}$ est l'énergie pondérée mesurée par le pré-échantillonneur afin de recouvrer l'énergie perdue par les particules dans la matière se trouvant devant le calorimètre (cryo-

	$\Delta\eta_{cell} \times \Delta\phi_{cell}$		
	Uniformité en η ($\phi_{cell} = 10$)	Uniformité en ϕ ($\eta \sim 2.2$)	Résolution en énergie
S1	ATLAS*	ATLAS	ATLAS*
S2	ATLAS	3×5	$3 \times 3/5 \times 5^*$
S3	1×1	1×1	1×1

TAB. 4.11: Taille des fenêtres par compartiment pour les analyses du modules 0. (*) $\Delta\eta = \pm 0.03$ afin d'avoir une transition continue dans la construction de la fenêtre de S1 à $\eta = 1.8$ et 2.0 . (*) Le choix du nombre de cellule pour la mesure de la résolution en énergie est abordé plus en détail dans la section 4.9.

stat, bobine supra-conductrice, détecteurs de traces chargées). p_3 est le poids appliqué à l'énergie mesurée dans S3 pour recouvrer l'énergie des particules dont la gerbe électromagnétique n'aurait pas été entièrement contenue longitudinalement dans le calorimètre, c'est-à-dire pour les électrons, positrons et photons de très haute énergie. Pour les analyses du test en faisceau du Module 0 qui sont présentées ici, le pré-échantillonneur n'a pas été utilisé. Les énergies du test en faisceau du Module 0 ne nous permettent pas d'accéder au poids p_3 . Ainsi, la définition de l'énergie totale pour les analyses est :

$$E_{tot} = E_{S1} + E_{S2} + E_{S3} \quad (4.57)$$

La figure 4.34 illustre la distribution en énergie d'un faisceau de positrons de 100 GeV pour $\eta = 1.94$ à cet instant de l'analyse. La résolution (σ_E) et la valeur moyenne de l'énergie totale ($\langle E_{tot} \rangle$) sont extraits de l'ajustement d'une fonction gaussienne sur la distribution. L'excès des événements à basse énergie (non gaussienne) est attendue. Elle représente la contribution des électrons ou des positrons, selon le faisceau, ayant émis un photon bremsstrahlung avant d'atteindre le calorimètre.

On peut repérer la position des particules dans le calorimètre en calculant le barycentre en η et ϕ défini de la façon suivante :

$$\eta_{bar}^{Si} = \sum_{j=1}^{N_j} \sum_{k=1}^{N_k} \frac{E_i(\eta_j, \phi_k) \times \eta_j}{E_{Si}}, \quad \phi_{bar}^{Si} = \sum_{j=1}^{N_j} \sum_{k=1}^{N_k} \frac{E_i(\eta_j, \phi_k) \times \phi_k}{E_{Si}} \quad (4.58)$$

où $N_j \times N_k$ est le nombre de cellules dans la fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi$ du compartiment S_i . On choisira comme barycentre en η et ϕ celui dont le compartiment est le plus finement segmenté, c'est-à-dire S1 pour le barycentre en η et S2 pour le barycentre en ϕ .

4.5.2 Dépendance du signal en η

Dans l'équation 4.46, CD n'est pas constant. Il dépend du temps de dérive des électrons et du rapport d'échantillonnage. Ces deux quantités varient avec η dans le calorimètre bouchon. En effet, l'intervalle entre un absorbeur et une électrode diminue avec η ($2.8 \text{ mm} \rightarrow 1 \text{ mm}$ dans la roue externe). L'épaisseur des absorbeurs étant constante, le rapport d'échantillonnage f_η varie. La figure 4.35a montre la variation de l'intervalle

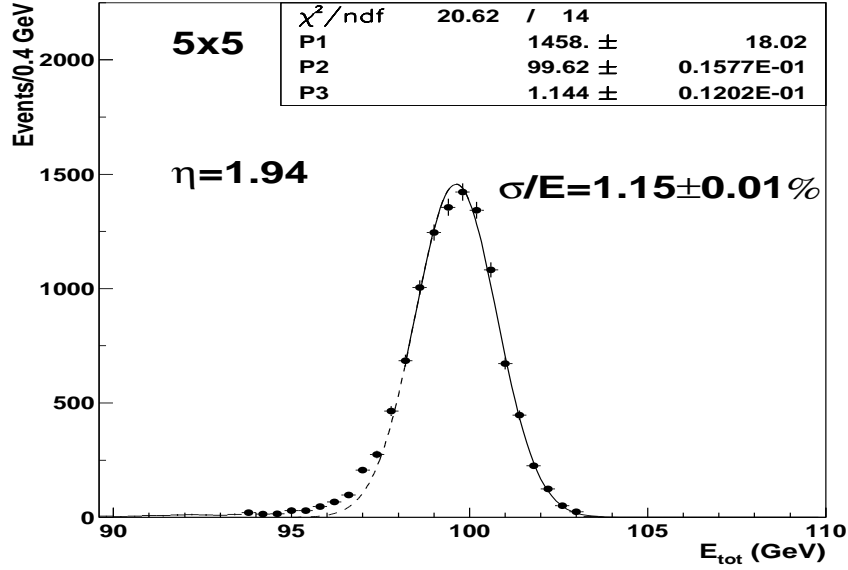


FIG. 4.34: Distribution de l'énergie totale à $\eta = 1.94$ ($\phi_{cell} = 10$) pour une taille de fenêtre de 5×5 dans $S2$.

absorbéur-électrode (g) et la figure 4.35b la variation du rapport d'échantillonnage f_η pour les trois compartiments dans la roue interne et externe.

CD peut aussi s'exprimer en fonction de g et de la haute tension U appliquée entre l'électrode et l'absorbéur [108] :

$$CD \sim \frac{f_\eta}{t_{dr}} \sim \frac{U^{0.3} \times f_\eta}{g^{1.3}} \quad (4.59)$$

Pour que la réponse du calorimètre soit constante, il faut appliquer une haute tension qui contrebalance la variation de g . La figure 4.35c nous donne les valeurs de haute tension en fonction de η pour avoir une réponse constante sur tout le calorimètre. La figure 4.35d montre la variation du temps de dérive des électrons lorsqu'on applique les hautes tensions de la figure 4.35c.

Il a été choisi, pour des raisons de coût, d'appliquer les hautes tensions par pallier en divisant la roue externe en 7 zones et la roue interne en 2 zones de haute tension. La figure 4.36a donne les valeurs des palliers de haute tension (triangle) et la figure 4.36b montre la réponse du calorimètre (CD) calculée avec la simulation en fonction de η pour les trois compartiments lorsque l'on applique les hautes tensions par pallier.

Le facteur γ calculé avec les données est un facteur global qui ne dépend pas de la variation de CD . Cette variation sera corrigée en appliquant des poids, autour de 1, pour chaque cellule en η . Ces poids seront calculés à l'aide des données et seront comparés aux valeurs de la simulation dans la section 4.6.1.

Une fois les poids déterminés, ils seront appliqués dans toutes les analyses avant de construire la tour de cellules autour de la cellule centrale.

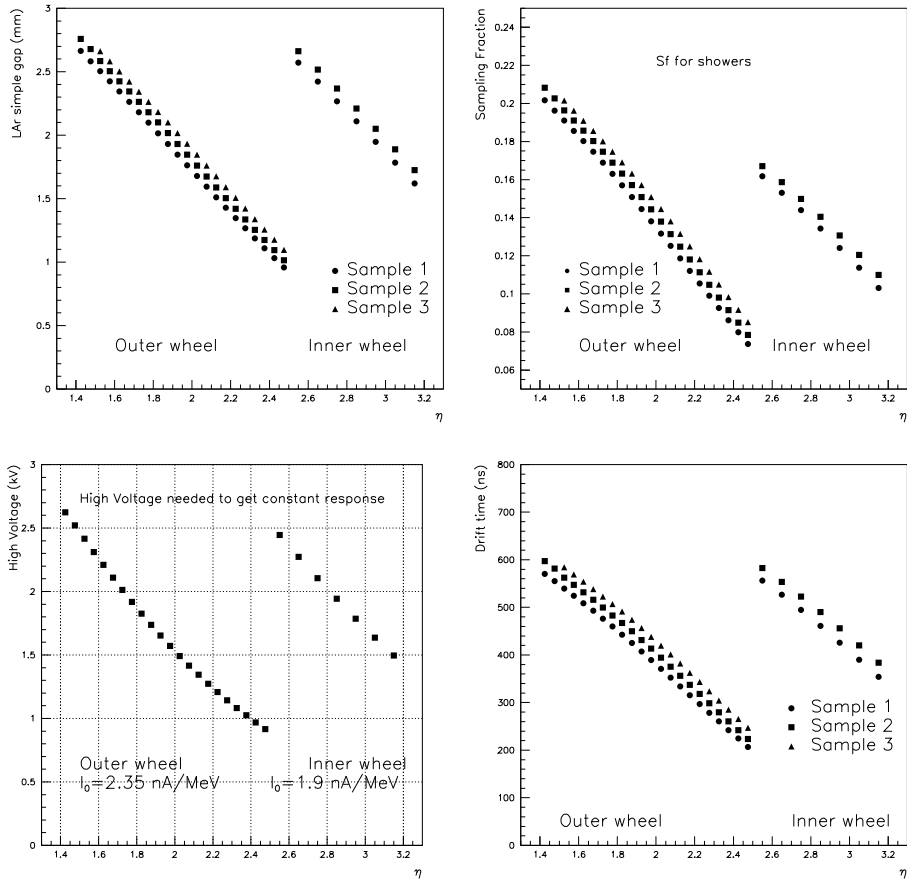


FIG. 4.35: a- Variation de l'intervalle absorber-électrode en fonction de η . b- Variation du rapport d'échantillonnage en fonction de η . c- Valeur de haute tension en fonction de η pour avoir une réponse constante au centre du calorimètre bouchon. d- Temps de dérive en fonction de η obtenu en appliquant la haute tension de la figure c.

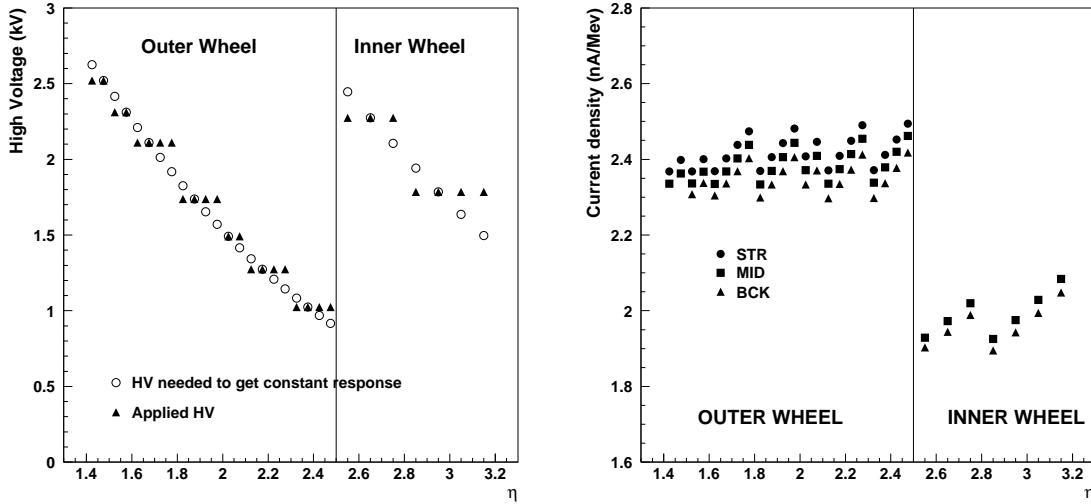


FIG. 4.36: a- Haute tension continue (cercle) nécessaire pour avoir une réponse constante en fonction de η et pallier de haute tension (triangle) appliqué dans le Module 0. b- Réponse du calorimètre (nA/MeV) lorsque la haute tension est appliquée par pallier.

4.5.3 Corrections géométriques

Deux corrections sont à appliquer une fois l'énergie reconstruite dans une tour :

- les fuites latérales dues à la taille de la tour : la gerbe électromagnétique est plus ou moins bien contenue par la tour suivant la position du centre de la gerbe (le barycentre) par rapport au centre de la cellule centrale. Ainsi l'énergie mesurée des particules situées sur le bord de la cellule centrale est plus faible que l'énergie mesurée des particules situées au centre. L'effet des fuites latérales est présenté plus en détail dans la partie 4.6.2.
- les modulations en ϕ : cette appellation désigne une variation du signal dans la direction azimutale. Cette variation est due à la géométrie en accordéon : la quantité de plomb et d'argon varie suivant ϕ et la collection des charges est différente dans les plis et sur les flancs droits des électrodes. Les modulations sont périodique car on a la distribution de l'épaisseur combinée plomb+argon est périodique. De plus, l'angle de pliage variant avec η (voir section 3.1.1), la géométrie accordéon varie ainsi avec η . La forme des modulations, qui reflètent la géométrie, va donc varier en fonction de η . Ces variations sont présentées dans l'analyse de l'uniformité, section 4.6.3, où le balayage en η permet de mesurer la variation des modulations en ϕ en fonction de la pseudo-rapacité.

Les corrections de l'énergie dues aux fuites latérales et aux modulations en ϕ sont appliquées selon la formule générale suivante :

$$E_{tot}^{corr} = \frac{E_{tot}(s)}{f(s)}, \quad s = \eta, \phi \quad (4.60)$$

où f est une fonction qui paramétrise les variations de l'énergie en fonction de s . Ces corrections seront abordés en détail dans la section 4.6.2 pour les corrections des fuites latérales et dans la section 4.6.3 pour les corrections des modulations en ϕ .

4.6 Uniformité en η

Afin d'étudier l'uniformité en η , le Module 0 a été balayé par un faisceau de positrons de 100 GeV sur un large intervalle en η ([1.6,2.3]) en gardant une position en ϕ constante ($\phi_{cell} = 10$). Cet intervalle comprend 4 zones de haute tension (sur un total dans la roue externe de 7), soit 28 cellules du deuxième compartiment. Il a été enregistré 91 bases de données de 30000 événements pour $\eta < 2.0$ et de 20000 événements pour $\eta > 2.0$, permettant de couvrir tout l'intervalle avec une statistique suffisante.

Les effets dûs à la première phase de construction, qui seront expliqués dans la section 4.7, nous ont contraint à sélectionner les événements ayant une position en ϕ au centre de la cellule ($10 \pm 1/6$).

Cette section, outre le fait de mesurer l'uniformité de la réponse du Module 0 et la résolution en énergie en fonction de η , nous permettra d'arbore les corrections dues à la haute tension appliquée par pallier et les corrections géométriques. Ces trois corrections seront ensuite appliquées dans les autres analyses présentées.

4.6.1 Vue globale de la réponse du Module 0 en η

La figure 4.37a montre la valeur moyenne de l'énergie totale en fonction de η . Un bin en abscisse correspond à la taille d'une cellule en pseudo-rapacité dans S2. Le coefficient γ pour la calibration DAC \rightarrow GeV a été calculé pour que l'énergie moyenne sur la zone balayée soit de 100 GeV. Le coefficient pour chaque compartiment (γ^{Si}) est le coefficient global γ divisé par le rapport des résistances d'injection avec celle de S2 provenant de la calibration de la chaîne d'électronique. Aucune correction n'a été appliquée. On s'attend à deux effets :

- la variation de l'épaisseur (X_0) en fonction de η : on doit être sensible à une marche d'escalier en $\eta = 1.9$ dans S1, visible également dans S2. Dans le premier compartiment, le nombre de X_0 diminue d'une unité (une diminution de l'énergie dans S1 est attendue) et dans le deuxième compartiment, le nombre de X_0 augmente d'une unité (on attend une augmentation l'énergie).
- la haute tension : la variation de la réponse du détecteur par secteur de haute tension est attendue. De plus, n'ayant pas encore pu effectuer un réglage fin de la valeur des hautes tensions à appliquer, on peut s'attendre à une variation de l'énergie moyenne entre secteurs.

L'énergie mesurée par compartiment est montrée sur la figure 4.37b-d. La marche à $\eta = 1.9$ est visible dans S1 et S2. L'effet dû à la haute tension est observé dans les deux premiers compartiments. Cet effet n'est pas observé dans S3 à cause de la faible fraction d'énergie déposée dans ce compartiment. Dans la figure 4.37c, on observe un autre effet : une structure avec une périodicité de 4 cellules de S2 (correspondant à une carte mère). Cette structure se reflète évidemment sur la figure 4.37a puisque l'énergie des particules

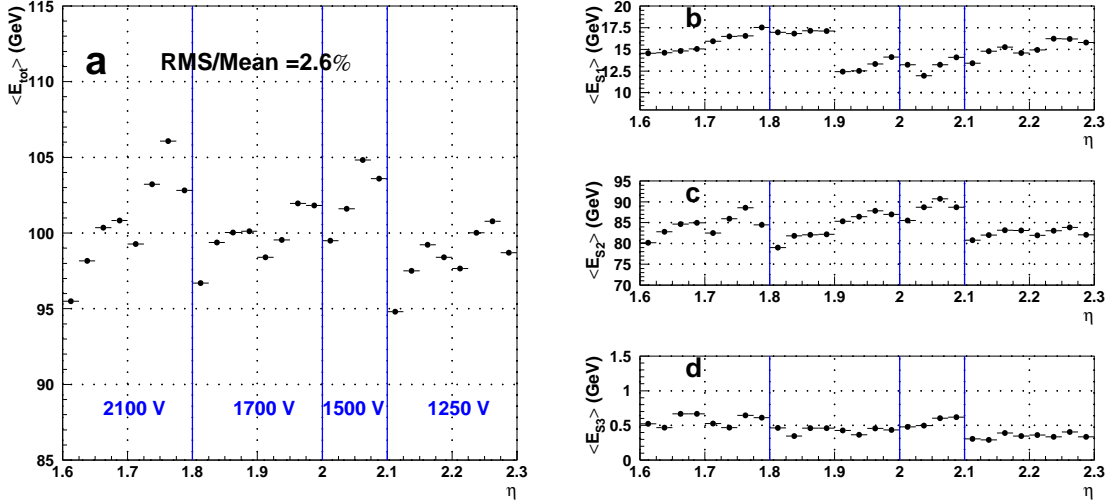


FIG. 4.37: *Energie totale (a) et energie mesurée dans les compartiments (b-d) en fonction de η . Les lignes verticales continues délimitent les secteurs de haute tension et les lignes verticales en pointillées délimitent les séparations entre les cartes mères ($\Delta\eta = 0.1$).*

est principalement déposée dans le deuxième compartiment. Cette structure ne peut pas être expliquée par les effets de haute tension. Il existe une autre source de non uniformité et elle sera discutée plus loin.

Correction “haute tension”

Comme il a été introduit dans la section 4.5.2, un poids (w_i^l) dépendant de η , du compartiment (S_i) et du secteur de haute tension (l) est appliqué sur chaque cellule. L’énergie par compartiment (E_{S_i}) est ainsi la somme pondérée de l’énergie mesurée dans chaque cellule ($E_i(\eta_j, \phi_k)$) :

$$E_{S_i} = \sum_{j=1}^{N_j} \sum_{k=1}^{N_k} \beta^l \times w_i^l(\eta_j) \times E_i(\eta_j, \phi_k) \quad (4.61)$$

où β^l est un facteur global qui tient compte de la variation de l’énergie moyenne des secteurs. Cela peut être vu comme un ajustement des hautes tensions a posteriori. $N_j \times N_k$ est le nombre de cellules dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi$. En se servant de la simulation, les poids de correction peuvent s’écrire :

$$w_i^l(\eta_j) = 1 + \alpha_i^l \cdot (\eta_j - \eta_{centre}^l) + \vartheta(\eta_j - \eta_{centre}^l)^2 \quad (4.62)$$

où η_{centre}^l est le centre du secteur haute tension (l) et α_i^l est un coefficient à déterminer. Dans la simulation, ce coefficient est égal à la pente de la variation de la réponse du détecteur (CD) avec un signe opposé.

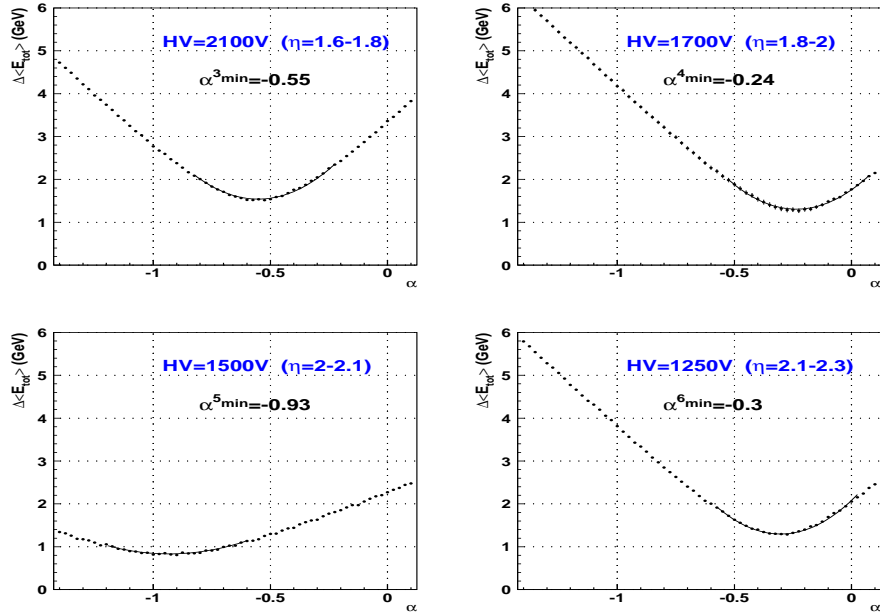


FIG. 4.38: Variation de la dispersion de l'énergie pour les 4 secteurs de haute tension en fonction du paramètre α .

Pour la détermination du coefficient α_i^l , nous faisons l'hypothèse que ce coefficient ne varie pas en fonction du compartiment. Cette hypothèse peut s'appuyer sur les résultats de la simulation qui prédit $\alpha_1^l \simeq \alpha_2^l \simeq \alpha_3^l$.

Le paramètre β^l est calculé en divisant l'énergie du faisceau ($E_{faisceau}$) par la valeur de l'énergie moyenne (E_{tot}^l) dans la zone l :

$$\beta^l = \frac{E_{faisceau}}{E_{tot}^l} \quad (4.63)$$

En utilisant les données, on fait varier le paramètre α^l et on sélectionne celui qui minimise la dispersion de l'énergie dans chaque secteur de haute tension. On procède par itération en injectant, lors de la première itération, les coefficients α^l de la simulation. Deux itérations suffisent pour faire converger α^{l5} . La figure 4.38 montre la dispersion de l'énergie dans chaque secteur haute tension en fonction du paramètre α . Le minimum est obtenu à l'aide d'un ajustement de parabole. Les résultats (α et β) sont résumés dans le tableau 4.12 et comparé avec les valeurs de la simulation.

Les erreurs sur α indiquent la variation de α entre la fin de la première et la fin de la deuxième itération. Les différences entre la simulation et les données pour le paramètre α peuvent être imputées à la source de non uniformité inattendue.

Le coefficient est proche mais n'est pas égal à 1 dans les données. Ceci pouvait être attendu car les valeurs de haute tension appliquées sont issues de la simulation et n'ont jamais pu être testées sur un module.

⁵ $|\Delta\alpha^l| < 0.02$

Secteur haute tension	Simulation		Données	
	α	β	α	β
1.6-1.8	-0.29	1	-0.55 ± 0.01	0.99
1.8-2.0	-0.31	1	-0.23 ± 0.02	1.00
2.0-2.1	-0.32	1	-0.93 ± 0.01	0.98
2.1-2.3	-0.33	1	-0.30 ± 0.02	1.02

TAB. 4.12: Coefficients α et β pour les 4 secteurs de haute tension balayés par le faisceau. Les erreurs indiquent la variation entre les résultats à la fin de la première et de la deuxième itération.

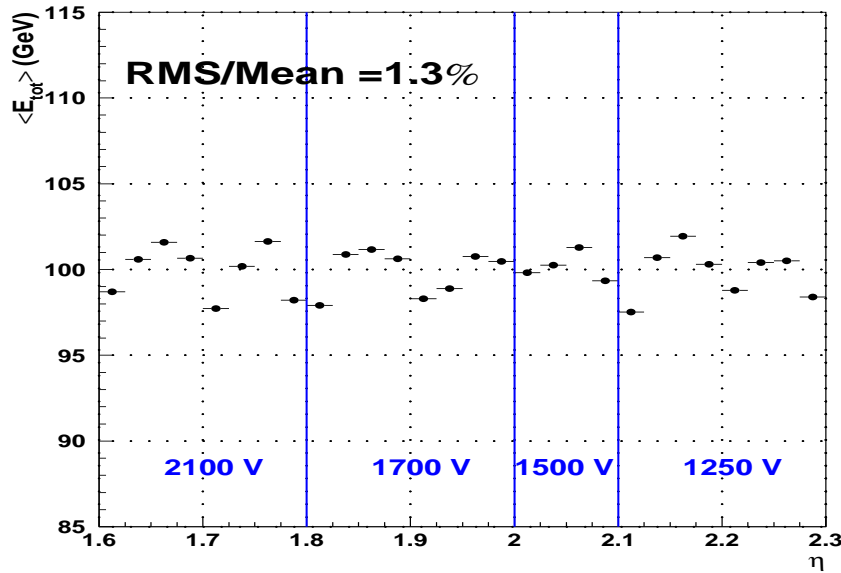


FIG. 4.39: Energie totale après correction “haute tension” en fonction de η .

La figure 4.39 montre l’énergie totale en fonction de η après avoir appliqué la correction “haute tension”. L’uniformité a été améliorée d’un facteur 2, mais la structure de 4 cellules de S2 est toujours présente. Par la suite, les poids de correction calculés à partir de α et le coefficient β sont appliqués.

Avant d’aborder une étude plus détaillée du balayage en η qui nous conduira à la détermination de la résolution en énergie pour un faisceau de positrons de 100 GeV en fonction de η , une explication sur les sources de non uniformité est donnée dans la section qui suit.

Sources de non uniformité

Deux raisons peuvent expliquer la structure de 4 cellules que l’on observe sur les figures 4.37 et 4.39 :

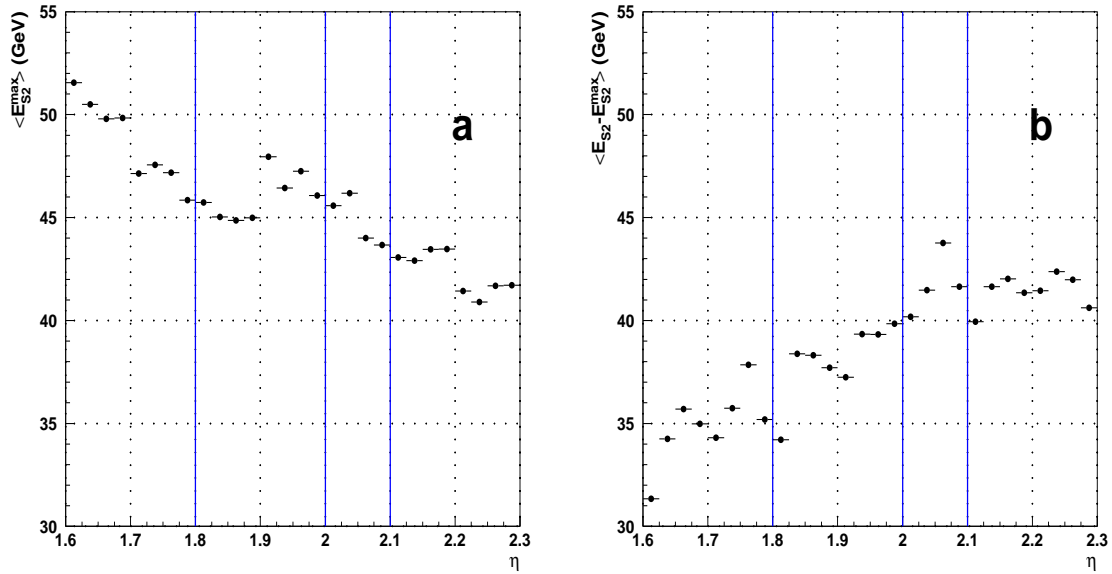


FIG. 4.40: *Energie mesurée dans a- la cellule centrale (E_{S2}^{max}) et b- les cellules périphériques à la cellule centrale ($E_{S2}^{periph} = E_{S2} - E_{S2}^{max}$) en fonction de η .*

- connection à la masse insuffisante : les connecteurs des électrodes sur la face arrière couvre 4 cellules de S2. Il n’y a qu’une connexion à la masse situé à petit η sur chaque connecteur, c’est-à-dire à coté de la première des quatre cellules de la structure. Cela induit une inductance effective qui varie avec η , modifiant la forme du signal de physique.
- diaphonie au niveau de l’électronique froide : comme il a été vu dans la section 4.4.3 et référencé dans [124], les cartes mères connectées sur la face arrière présentent une diaphonie inductive de quelques pourcents dépendante de η . Comme l’effet de la diaphonie est proportionnel à l’énergie déposée dans une cellule, il affecte principalement les cellules autour de la cellule centrale. La figure 4.40 montre l’énergie dans le deuxième compartiment pour a- la cellule centrale et b- pour les autres cellules de la fenêtre ($E_{S2}^{periph} = E_{S2} - E_{S2}^{max}$). L’énergie E_{S2}^{max} décroît en fonction de η , parce que la taille des cellules décroît, avec une marche pour $\eta = 1.9$, due au changement de la profondeur de S1 et de S2. A l’opposé, E_{S2}^{periph} augmente modulé par la structure présente sur les figures 4.37 et 4.39. Ceci nous amène à penser que la diaphonie mesurée sur les cartes mères peut-être une source possible de non uniformité.

Des solutions pour améliorer l’uniformité sont abordées dans la section 4.8.

4.6.2 Fuites latérales

Une structure plus détaillée du balayage en η est montrée sur la figure 4.41 qui représente l’énergie totale (a) et l’énergie mesurée dans les trois compartiments (b-d) en fonction du barycentre calculé dans S1.

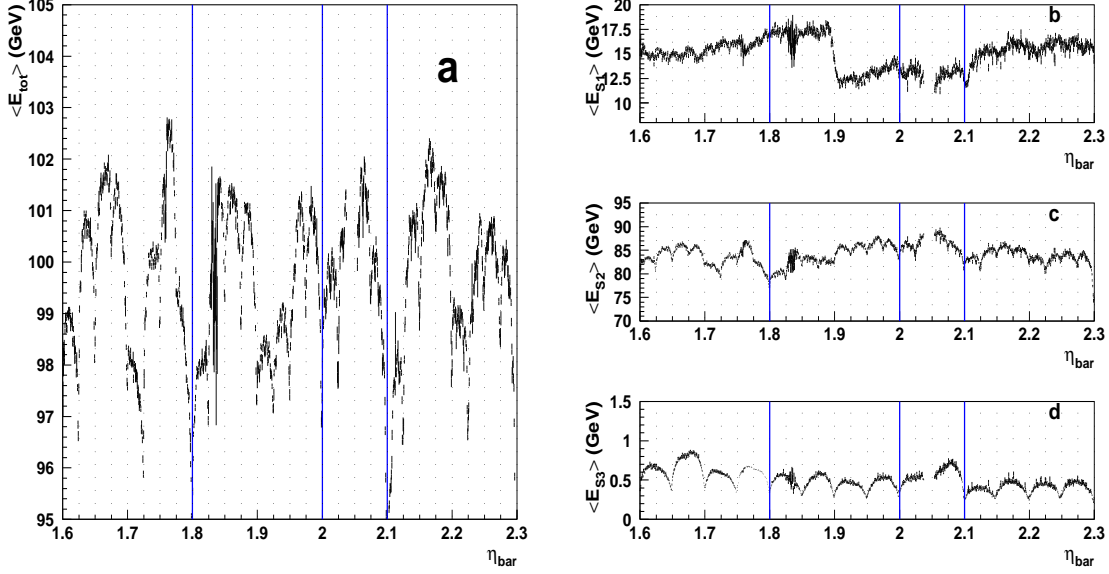


FIG. 4.41: *Energie totale (a) et énergie dans les compartiments (b-d) en fonction du barycentre en η calculé dans S1.*

Les fuites latérales sont nettement visibles sur la figure 4.41a et sont dues à la taille de la fenêtre dans S2 et S3 (1 cellule seulement). La fenêtre du premier compartiment contient le début de la gerbe électromagnétique sans avoir de fuites laterales. Cependant on peut observer une augmentation de l'énergie dans S1 en fonction de η qui peut être expliquée par une correction "haute tension" qui n'est pas optimale pour le premier compartiment.

Pour illustrer les fuites latérales, un zoom de la figure 4.41a est présenté par la figure 4.42. L'axe des abscisses couvre la cellule centrale de S2 et les lignes verticales représentent les cellules de S1. La variation de l'énergie en fonction de la position de la particule par rapport au centre de la tour est représenté en cercle vide. Cette variation peut être modélisée avec une fonction parabolique de la forme :

$$F_1(\eta_{bar}) = C_0 \cdot f_1(\eta_{bar}) = C_0 \cdot \left(1 + C_1 \cdot \left[(\eta_{bar} - \eta_{S2}^{centre}) - C_2 \right]^2 \right) \quad (4.64)$$

où C_0 est la valeur maximale de la parabole, c'est-à-dire la valeur de l'énergie des particules les mieux contenues par la tour, C_1 est la courbure, sensible à la taille du cluster, et C_2 est la position du maximum par rapport au centre de la tour (η_{S2}^{centre}).

Après avoir appliqué la correction comme indiqué par l'équation 4.60, l'énergie totale (en cercle plein sur la figure 4.42) n'a plus de dépendance en η . Toutefois, on peut observer une structure résiduelle de périodicité égale à la taille d'une cellule de S1 (effet de 0.2%). Cet effet peut être expliqué par un effet de barycentre (biais dans le calcul du barycentre du à la taille des cellules et qui a tendance à ramener la position des particules vers le centre de la cellule) que l'on appelle forme en S. La figure 4.43a montre la position exacte de la particule en fonction du barycentre calculé dans S1, pour des données de simulation

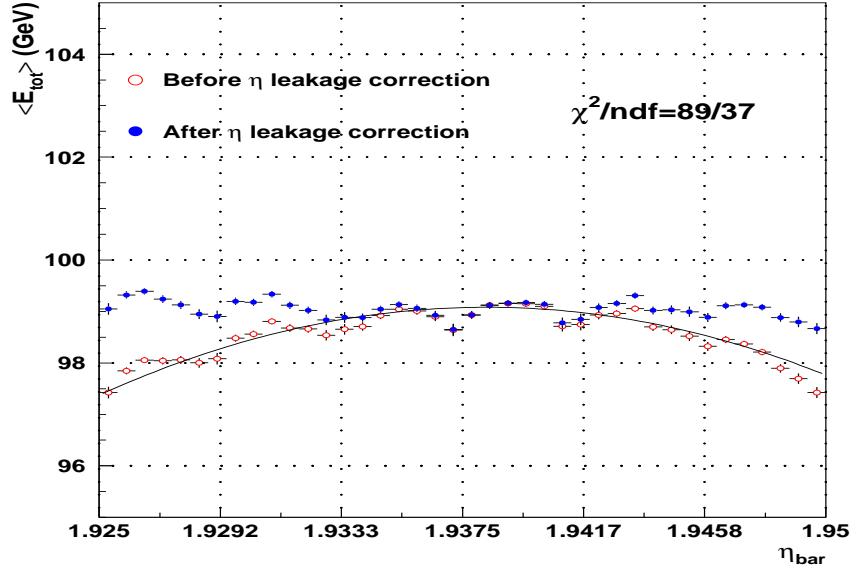


FIG. 4.42: *Energie totale en fonction de η avant et après correction des fuites latérales pour $\eta=1.94$. L'intervalle en η représente la cellule centrale de S2 et les lignes verticales les cellules de S1. La courbe ajustée est une parabole.*

autour de $\eta = 1.91$. On observe la forme en S dans chaque cellule de S1. La figure 4.43b montre l'énergie en fonction de η exacte (cercle vide) et du barycentre en η calculé dans S1 pour la simulation (cercle plein). On distingue, pour le barycentre, une structure équivalente à celle observée dans les données de la figure 4.42. Cet effet est corrigé dans la section 4.10 qui traite de la résolution en énergie. Ici, cet effet est négligeable par rapport à celui que l'on observe sur tout l'intervalle en η .

La figure 4.44 montre la variation des paramètres des fuites latérales C_1 et C_2 en fonction de η et leurs distributions. C_1 est attendu à être négatif et légèrement décroissant. Le nombre de cellules de la tour étant constant le long du balayage en η , la taille de la tour décroît ainsi avec η , donc la gerbe est moins bien contenue pour les grandes valeurs de η . On observe sur la figure 4.44 une décroissance globale de C_1 avec une valeur moyenne autour de -0.1. Cependant, la décroissance reste faible, ce qui conforte le choix de la tour à 5×5 cellules de S2. On attend C_2 égal à 0. La figure 4.44 montre une dispersion de 14% de C_2 autour de 0. Ceci est probablement dû à la non uniformité observée précédemment.

4.6.3 Modulations en ϕ

La géométrie en accordéon a une influence directe sur l'uniformité du détecteur dans la direction ϕ . Cette géométrie variant avec η (angles de pliage varient avec η , section 3.1.1), la forme des modulations en ϕ varie avec η . La figure 4.45 illustre cette variation. Elle représente l'énergie totale normalisée en fonction du barycentre en ϕ calculé dans le deuxième compartiment pour huit positions en η . L'intervalle en ϕ représente un

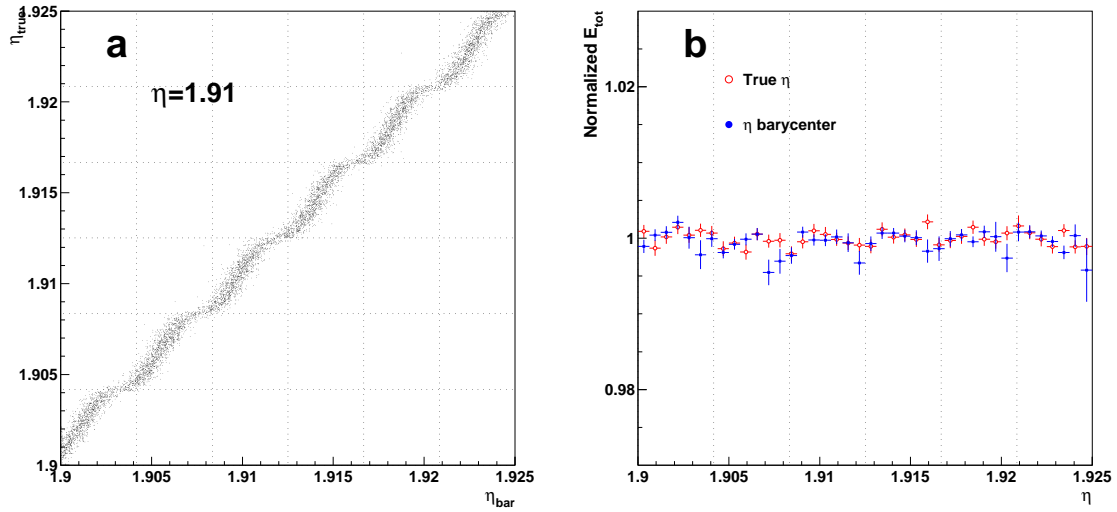


FIG. 4.43: *a- Position exacte en η en fonction du barycentre η calculé dans le premier compartiment autour de $\eta = 1.91$ (Forme en S). b- Energie en fonction du barycentre en η et de la vraie position à $\eta = 1.91$.*

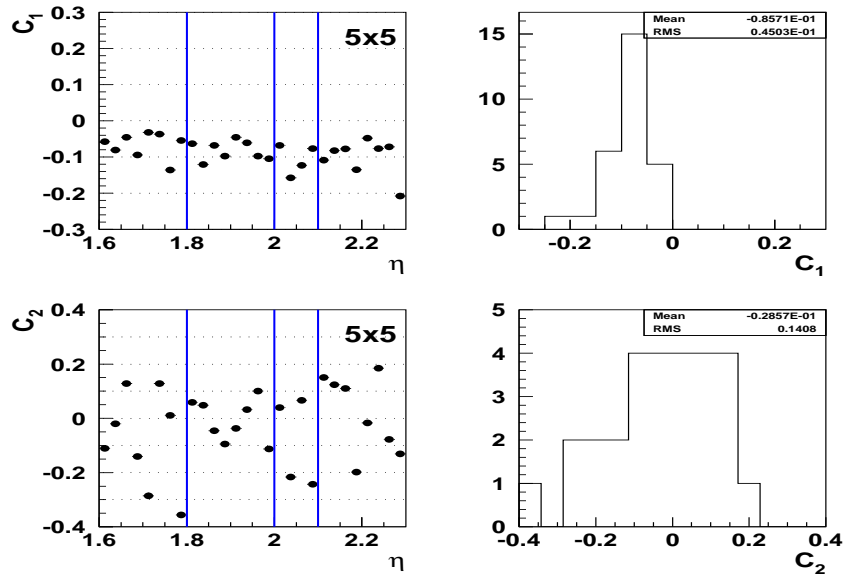


FIG. 4.44: *Paramètres des fuites latérales en fonction de η (gauche) et leurs distributions (droite).*

absorbeur. Les données sont représentées en cercles pleins et la simulation, pour trois positions en η , en cercle vide. On remarque un accord entre les données et la simulation pour deux positions ($\eta=1.7$ et 1.9), et une légère différence en $\eta=2.2$ où l'amplitude des modulations est plus grande pour la simulation. Dans les données, l'amplitude des modulations varie de 4% à 1% sur tout l'intervalle en η .

Les modulations en ϕ peuvent être paramétrisées par une série de Fourier de la forme :

$$F_2(\phi_{abs}) = a_0 \cdot f_2(\phi_{abs}) = a_0 \cdot \left(1 + \sum_{i=1}^3 a_i \cdot \cos(2\pi i \phi_{abs}) + b_1 \cdot \sin(2\pi \phi_{abs}) \right) \quad (4.65)$$

où a_0 est l'énergie moyenne. Les termes pairs a_i reflètent la géométrie et le terme impair b_1 les défauts locaux du calorimètre. Les ajustements et la qualité des ajustements sont représentés sur la figure 4.45. La figure 4.46 montre les paramètres des modulations en ϕ en fonction de η . Les paramètres pairs varient de façon continue avec η et une parabole (droite) a été ajustée sur a_1 et a_2 (a_3). Le terme impair est proche de 0, montrant que localement les défauts du calorimètre sont faibles.

4.6.4 Résolution en énergie

Les corrections géométriques sont appliquées sur les données et on obtient après ces corrections la distribution en énergie de la figure 4.47. La résolution en énergie finale σ_E/E est de 1.03%, soit une amélioration de l'ordre de 12% par rapport à la distribution avant correction (=1.15%). A titre d'indicatif, on améliore la résolution en énergie après la correction des fuites latérales d'environ 4% ($\sigma_E/E = 1.11\%$). Ce sont donc les corrections des modulations en ϕ qui influencent le plus l'amélioration de la résolution en énergie. La résolution en énergie en fonction de η est présentée sur la figure 4.48 où la dispersion en énergie du faisceau (=0.3%, equation 4.1) a été retranchée quadratiquement à la résolution en énergie. Les résolutions issues des données du Module 0 sont représentées en cercle plein et les résolutions issues de la simulation (3 positions) en cercle vide. On observe un accord entre les données et la simulation, les points de la simulation ayant été décalés de $\Delta\eta = -0.0125$ par rapport aux données afin d'améliorer la lisibilité de la figure.

La résolution moyenne est autour de 1.15% avec un minimum pour $\eta=1.94$. En considérant que le terme de bruit est négligeable par rapport à la contribution du terme d'échantillonnage dans la résolution, la résolution en énergie dépend alors principalement du rapport d'échantillonnage (figure 4.35) qui décroît avec η (résolution croît avec η) et des modulations en ϕ dont l'amplitude atteint un minimum autour de $\eta = 1.9$. L'amplitude des modulations et les corrections sont telles que leur effet domine la variation de la résolution en fonction de η , d'où le minimum atteint en $\eta = 1.94$ sur la figure 4.48.

Des points singuliers sont observés :

- $\eta = 2.05$: cellule morte dans S1. Elle dégrade la résolution en énergie de deux points entre 2.0 et 2.1.
- $\eta = 2.19$: résistance cassée dans S1 diminuant l'efficacité de détection de la cellule.

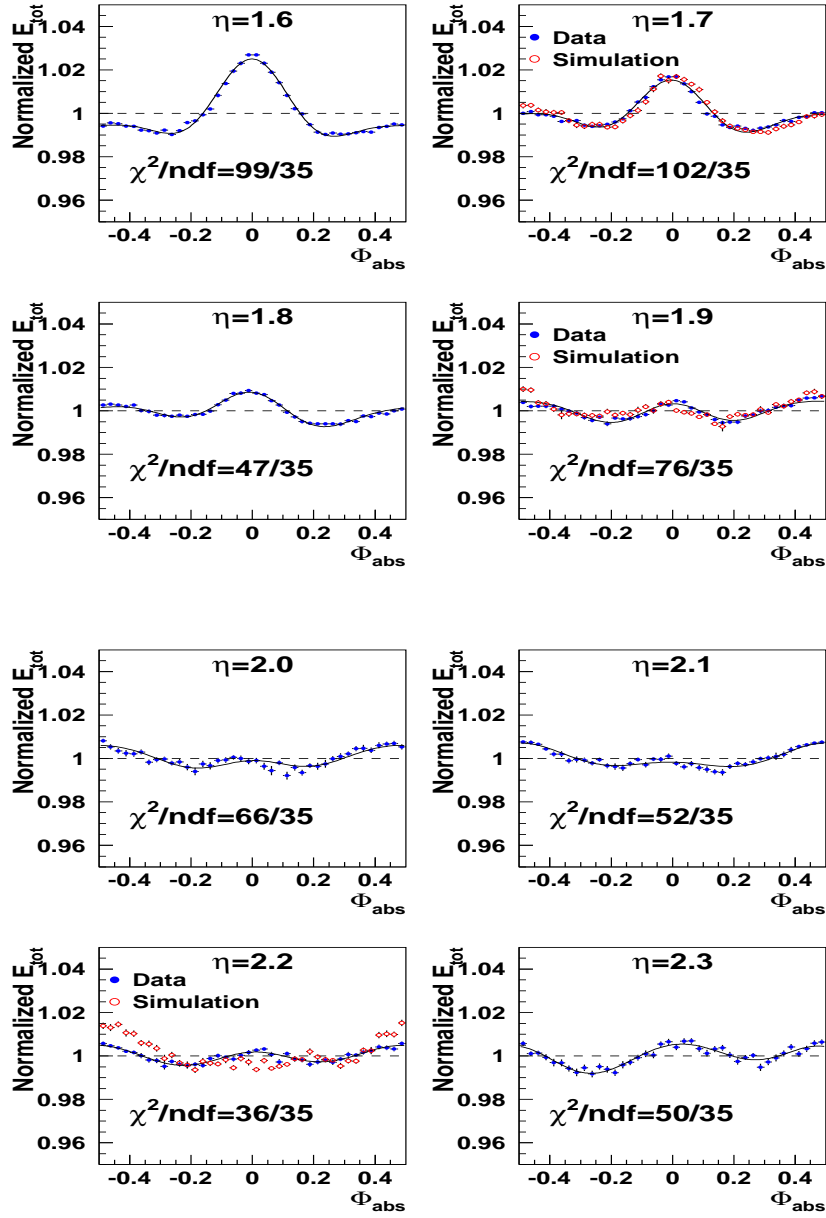


FIG. 4.45: Modulation en ϕ en unité d'absorbeur pour 8(3) positions en η pour les données du Module 0(simulation). La courbe ajustée sur les données est la fonction utilisé pour corriger ces modulations en ϕ .

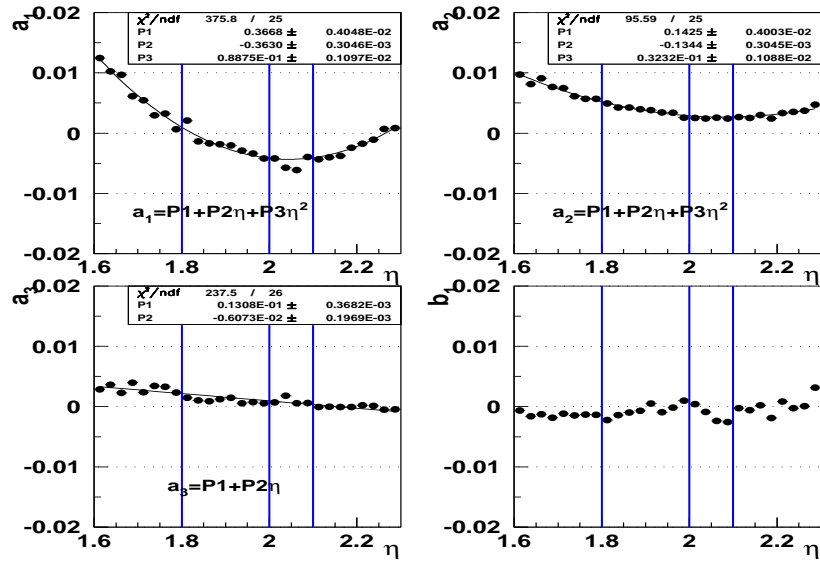


FIG. 4.46: Paramètres des modulations en ϕ en fonction de η . a_1 et a_2 sont ajustés avec une parabole et a_3 avec une droite.

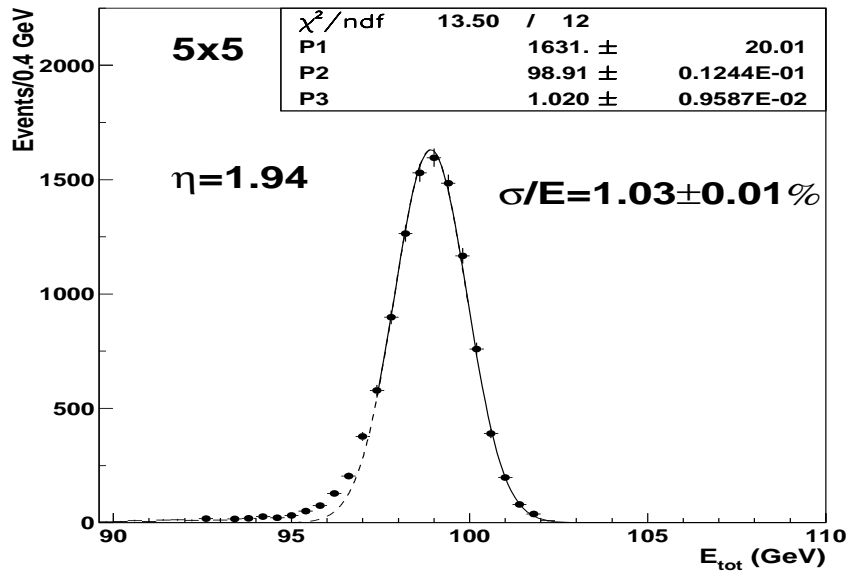


FIG. 4.47: Energy distributions at $\eta = 1.94$ for a 5×5 cluster in $S2$. All corrections are applied, but the beam spread is not subtracted.

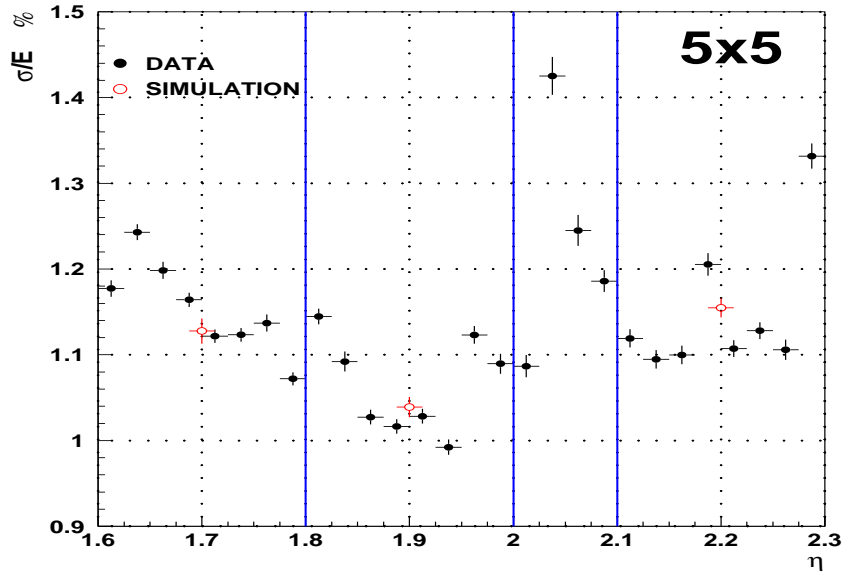


FIG. 4.48: Résolution en énergie en fonction de η après soustraction de la dispersion en énergie du faisceau. La résolution mesuré à partir des données est représenté en cercle plein et celle déterminée avec la simulation en cercle ouvert (pour $\eta = 1.71, 1.91, 2.21$) décalé vers les petits η d'une demi-cellule de S2 par rapport aux points des données.

- $\eta = 2.28$: face de haute tension morte dans la cellule $\phi_{cell} = 10$ de S2 pour $\eta = 2.3 - 2.5$ diminuant également l'efficacité de détection des cellules. Ces cellules seront incluse dans la tour lors de la mesure de l'énergie totale.

Il a été noté une dépendance de l'énergie reconstruite en fonction du temps d'arrivée de la particule dans la région $\eta = 2.0 - 2.1$ avec une variation de 2 à 3 GeV. Cette région est particulièrement affectée par une diaphonie inductive (section 4.4.3) importante. Cette dernière déformant le signal, la méthode du filtrage optimal ne doit pas traiter convenablement l'énergie mesurée dans ces cellules. Ainsi, se superposant à l'effet dû à une cellule morte dans S1, la résolution en énergie est dégradée.

4.7 Uniformité en ϕ

Mise à part les modulations en ϕ qui forment une structure périodique de période un absorbeur et d'amplitude égale pour une position en η le long de ϕ , on attend une réponse constante du calorimètre suivant la direction azimutale.

Pour faire cette étude, le Module 0 a été balayé par un faisceau de positrons de 100 GeV dans la direction azimutale sur un intervalle en ϕ de 0.275 correspondant à 12 cellules du deuxième compartiment. Ce balayage en ϕ a été effectué au centre d'un secteur de haute tension autour de $\eta = 2.2$ ([2.15,2.25]).

Due à la présence de nombreux canaux singuliers dans cette région (section 4.2.8), il a été considéré pour l'étude uniquement une position en η ($\eta = 2.1625$)⁶ et la taille de la tour égale à 3×5 dans S2. Ceci a une implication directe sur les résultats présentés dans cette section : *i*) le coefficient γ dépendant de la tour va être différent par rapport à celui calculé dans l'étude de l'uniformité en η , *ii*) la correction des fuites latérales est différentes car le nombre de cellule en η est inférieure à celui de la section précédente, *iii*) la résolution en énergie est dégradée.

4.7.1 Vue globale de la réponse du Module 0 en ϕ

Lors de cette première étape de l'analyse, aucune correction n'est appliquée excepté la correction "haute tension" calculée dans la section 4.6.1. Les événements sélectionnés pour l'analyse sont ceux dont la cellule qui a mesuré le plus grand dépôt d'énergie dans S2 est à $\eta = 2.1625$.

La figure 4.49a montre l'énergie totale en fonction de ϕ en unité de cellule de S2. Un bin en abscisse correspond à la taille d'une cellule en ϕ de S2, et le point est la moyenne de l'énergie totale mesurée dans la tour des événements dont le centre de la gerbe se trouve dans la cellule. On remarque que E_{tot} est comprise entre 96 et 100 GeV, sauf pour $\phi_{cell} = 18$ pour laquelle une des faces de l'électrode centrale n'applique pas de haute tension (face HV1). Un court-circuit a été détecté après le montage du Module 0 et la face de l'électrode n'a pas été connectée de la haute tension (section 4.1.3). Ceci affecte la mesure de l'énergie dans les tours voisines, principalement pour les tours centrées sur $\phi_{cell} = 17, 19$. Mise à part autour de la cellule 18, on n'observe pas une réponse constante sur le reste de l'intervalle. Les figures 4.49b-d montrent l'énergie par compartiment. L'énergie dans S1 et S3 est constante, elle ne suit pas la même variation que l'énergie totale (sauf pour la face coupée en haute tension). Une variation similaire à celle de la figure 4.49a est observée dans S2 et est de l'ordre de 6%.

4.7.2 Vue détaillée du balayage en ϕ

On s'intéresse à présent à une vue plus détaillée de la structure de la réponse du Module 0 en représentant l'énergie en fonction du barycentre en ϕ calculé dans le deuxième compartiment comme le montre la figure 4.50. La dispersion totale est de 4% sur l'ensemble de l'intervalle en ϕ . On observe les modulations en ϕ et leur périodicité d'un tiers de cellule ($\equiv 1$ absorbeur). Cette figure peut-être divisée en 4 zones :

⁶Cela représente 23 bases de données de 30000 événements chacune

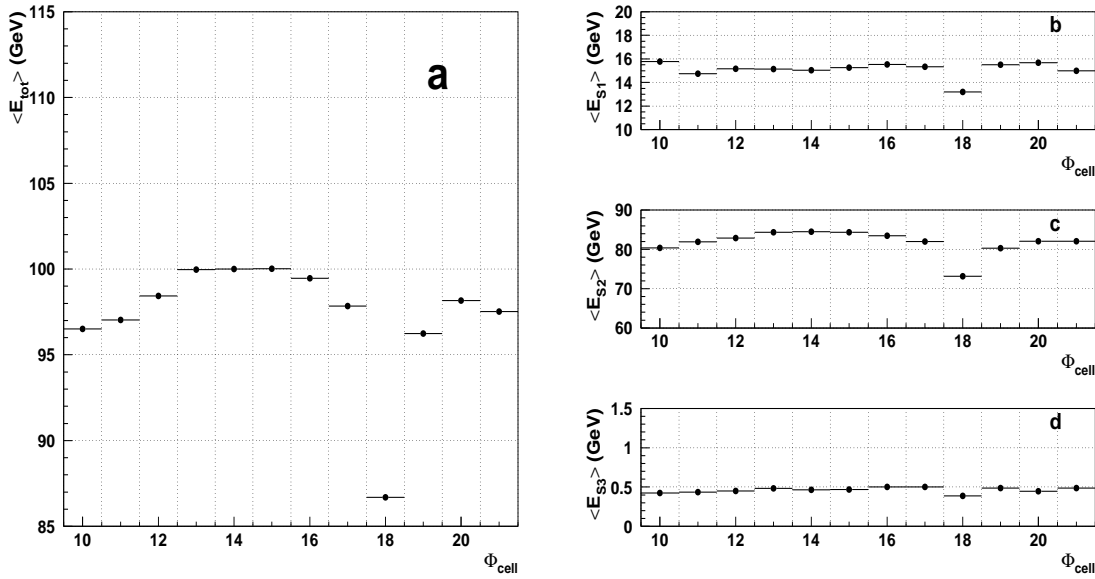


FIG. 4.49: *Energie totale (a) et par compartiment (b-d) en fonction de ϕ en unité de cellule.*

- $\phi_{\text{cell}} = 10 - 12$: augmentation de l'énergie
- $\phi_{\text{cell}} = 13 - 16$: valeur constante de l'énergie moyenne (plateau)
- $\phi_{\text{cell}} = 17 - 19$: region affectée par la face HV1 coupée
- $\phi_{\text{cell}} = 20 - 21$: diminution de l'énergie

Les zones 1,3 et 4 sont étudiées dans cette section. La zone 2 sera notre référence pour l'uniformité de la réponse du Module 0 en ϕ et sera traitée dans la section 4.7.3.

Zone 1

La figure 4.51 montre un zoom de cette zone ainsi que les modulations en ϕ pour deux autres positions en η (2.14 et 2.19). On observe des modulations distordues entre $\phi_{\text{cell}} = 10.2 - 10.7$ où un minimum est atteint (pour $\eta = 2.19$ cela est renforcé par la présence d'une résistance cassée, cf section 4.6.4). Une augmentation rapide de l'énergie est observée à partir de la cellule 12 pour atteindre le plateau de la zone 2.

On peut expliquer cet effet comme une conséquence du foisonnement mesuré lors de l'empilement du Module 0 (section 4.1.2). A partir de la cellule 12, une pression a été appliquée sur les absorbeurs afin de réduire l'évolution du foisonnement. Ceci introduit pour les cellules 10-11 (6 absorbeurs) une variation de l'intervalle absorbeur-électrode, c'est-à-dire une variation du signal, difficilement quantifiable et peut expliquer les distorsions des modulation en ϕ de cette région. Pour la cellule 12, le foisonnement a diminué de 2mm changeant ainsi brusquement la valeur de l'intervalle absorbeur-électrode (g). L'évolution du foisonnement est ensuite mieux maîtrisé ($\phi_{\text{cell}} = 12 - 15$). Une transition est ainsi attendue au niveau de la cellule 12. g étant plus faible à partir de cette cellule,

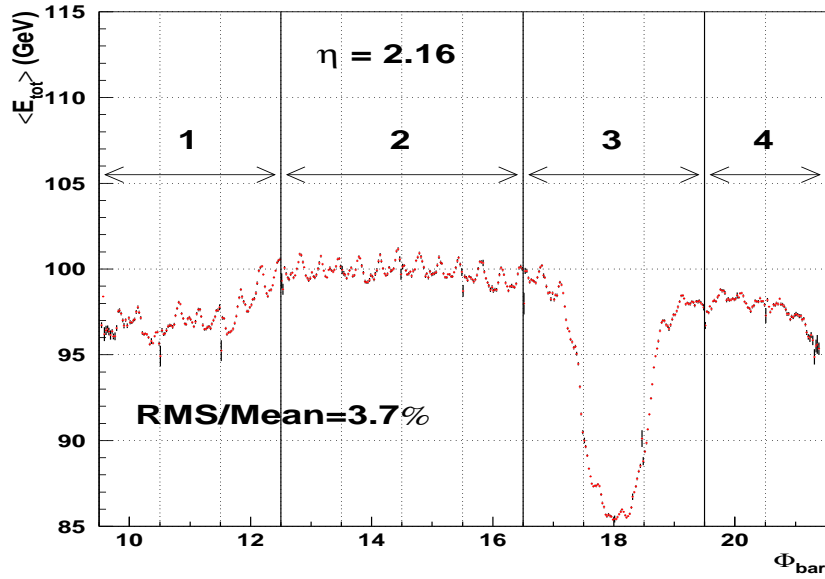


FIG. 4.50: *Energie totale en fonction du barycentre en ϕ calculé dans S2 pour $\eta = 2.16$. Les lignes verticales en pointillés représente la separation entre de cellule de S2 et les lignes continues la separation des zones étudiées séparément.*

l'énergie mesuré qui dépend de g va être supérieure, d'où l'augmentation de l'énergie totale dans la cellule 12. On n'a pas de marche d'escalier car l'énergie est mesurée dans une tour qui prend en compte les cellules précédentes en ϕ . De plus, comme on peut le voir sur la figure 4.3, le foisonnement touche principalement le deuxième compartiment. L'hypothèse du foisonnement pour expliquer le comportement de l'énergie est renforcé car cet effet est observé uniquement dans S2 (figure 4.49).

Zone 3

Cette zone montre l'effet induit par une face d'électrode qui n'est pas alimentée en haute tension. L'énergie mesurée diminue rapidement et atteint un minimum autour de 85 GeV. Si l'on ne tient pas compte de la position la gerbe par rapport à la face inactive, l'inefficacité de détection de la cellule est de $1-1/6$ (une cellule S2 = 3 électrodes = 6 faces), soit 0.83. On peut appliquer un poids de $1/0.83$ sur les cellules ayant une face inactive. La figure 4.52 montre l'énergie totale en fonction de ϕ dans la zone 3 avant et après correction. Cette correction sous-estime l'énergie déposée dans la cellule inactive lorsqu'elle est la cellule centrale de la tour et la sur-estime lorsque la cellule inactive n'est pas la cellule centrale.

Une correction plus raffinée peut être appliquée, par exemple en utilisant un poids dépendant du barycentre en ϕ de la particule. Cette correction raffinée n'est pas considérée ici pour deux raisons : *i*) cela implique une étude dédiée à cette correction qui n'est pas le sujet l'étude de l'uniformité du Module 0, *ii*) les problèmes de tenue haute tension sont

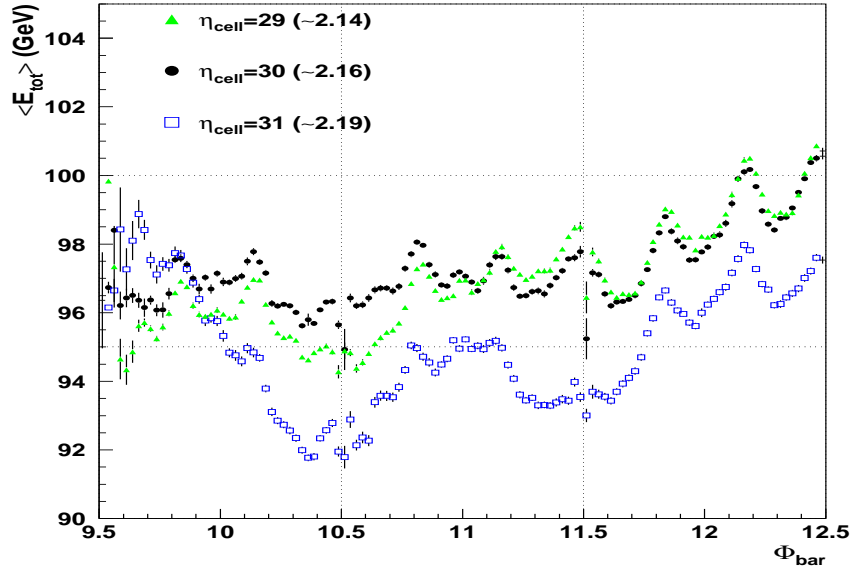


FIG. 4.51: *Energie totale en fonction du barycentre en ϕ pour trois cellules consécutives de S2 en η pour la zone 1 ($\phi_{\text{cell}} = 10 - 12$).*

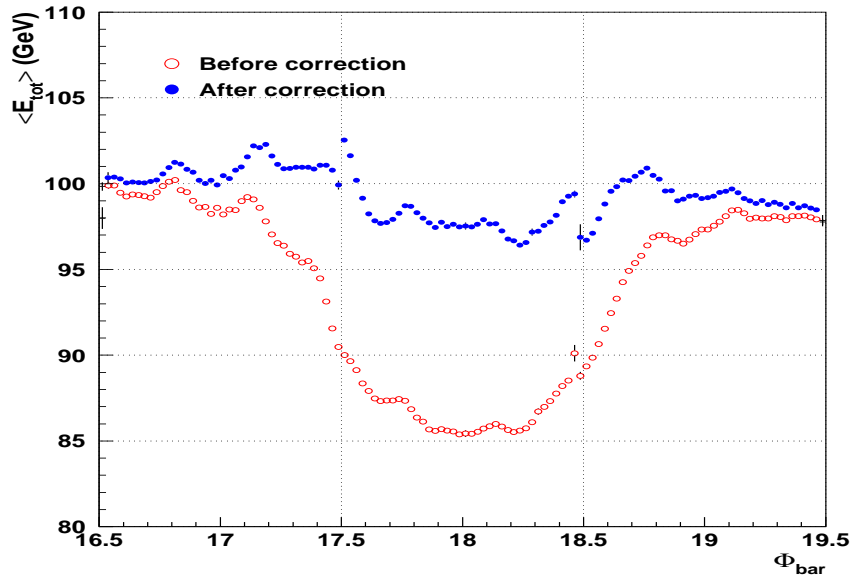


FIG. 4.52: *Energie totale en fonction de ϕ dans la zone 3 avant et après correction de la face inactive.*

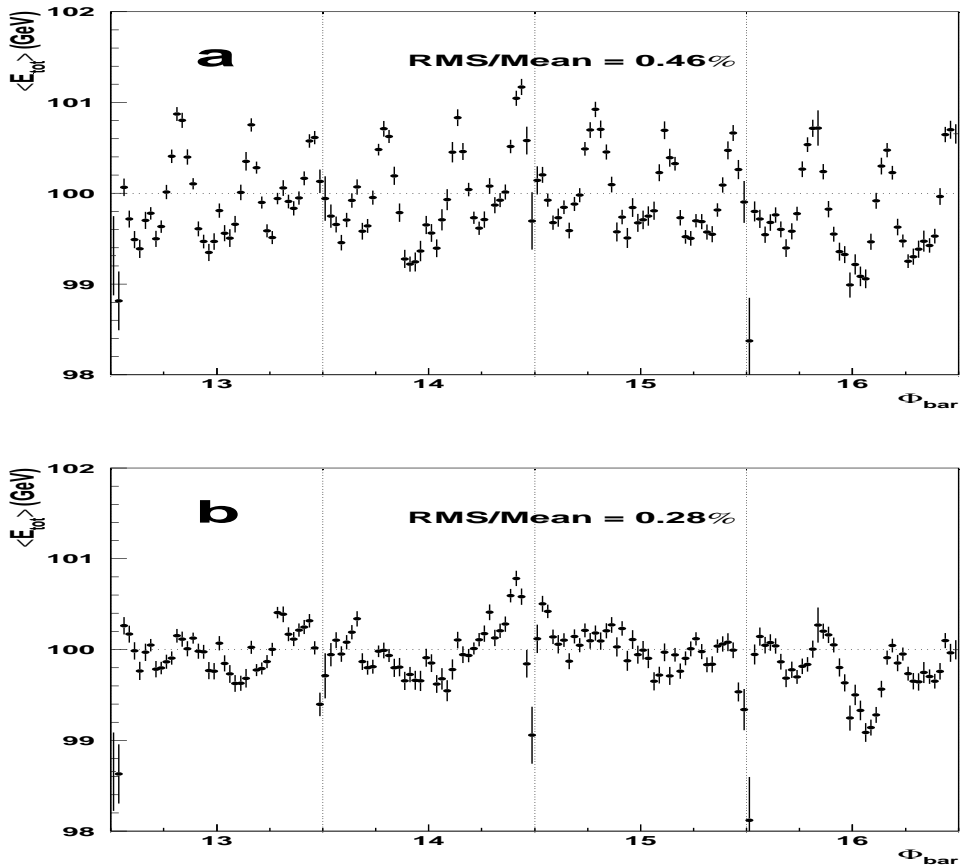


FIG. 4.53: *Energie totale en fonction de ϕ dans la zone 2 : a- avant et b- après correction des modulations en phi.*

dues à un problème de montage aujourd'hui résolu, voir section 4.8.

Zone 4

Une décroissance de l'énergie est observée dans cette zone ($\phi_{cell} = 20 - 21$). Cela peut être une conséquence du foisonnement qui atteint pour ces cellules 2 mm.

4.7.3 Uniformité en ϕ et résolution en énergie

L'uniformité en ϕ est étudiée dans la zone 2. Aucun problème de montage n'a été relevé : la flèche est contrôlée et il n'y a pas de problème haute tension. Une dispersion de 0.6% et de 0.2-0.3% est attendu de la simulation avant et après correction respectivement [130].

La figure 4.53a montre l'énergie totale en fonction de ϕ dans la région $\phi_{cell} = 13 - 16$ avant la correction des modulations en ϕ . La dispersion en énergie est de 0.46%. Pour la correction des modulations en ϕ , une modulation moyenne est calculée en utilisant les 12

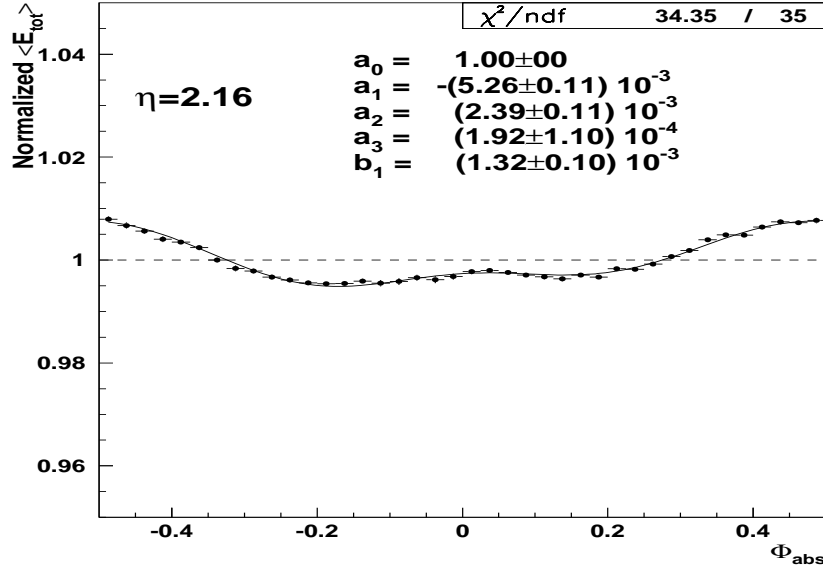


FIG. 4.54: Modulation en ϕ moyenne calculé sur 4 cellules pour $\eta = 2.16$.

modulations en ϕ que compte le domaine d'étude. La forme moyenne normalisée de la modulation est représentée sur la figure 4.54.

Les paramètres des modulations sont différents de ceux de la figure 4.46 car la taille de la tour dans S2 est différente (3×5 au lieu de 5×5).

La figure 4.53b montre l'énergie totale après la correction des modulations en ϕ . La dispersion en énergie est de 0.28%, en accord avec la simulation.

La résolution en énergie, après avoir appliqué les corrections de fuites latérales, de modulation en ϕ et après avoir soustrait quadratiquement la dispersion en énergie du faisceau est présentée sur la figure 4.55a. La résolution est constante et comprise entre 1.2-1.28%. Ces valeurs sont supérieures à celles présentées dans l'étude de l'uniformité en η car la taille de la tour est différente : elle contient moins bien la gerbe électromagnétique en η .

La figure 4.55b montre la distribution en énergie des événements appartenant à la zone 2. La résolution en énergie globale est de 1.23%. En prenant un terme d'échantillonnage de 11% et un terme de bruit de 150 MeV (section 4.9), on obtient un terme constant de 0.53%, compatible avec le terme constant attendu.

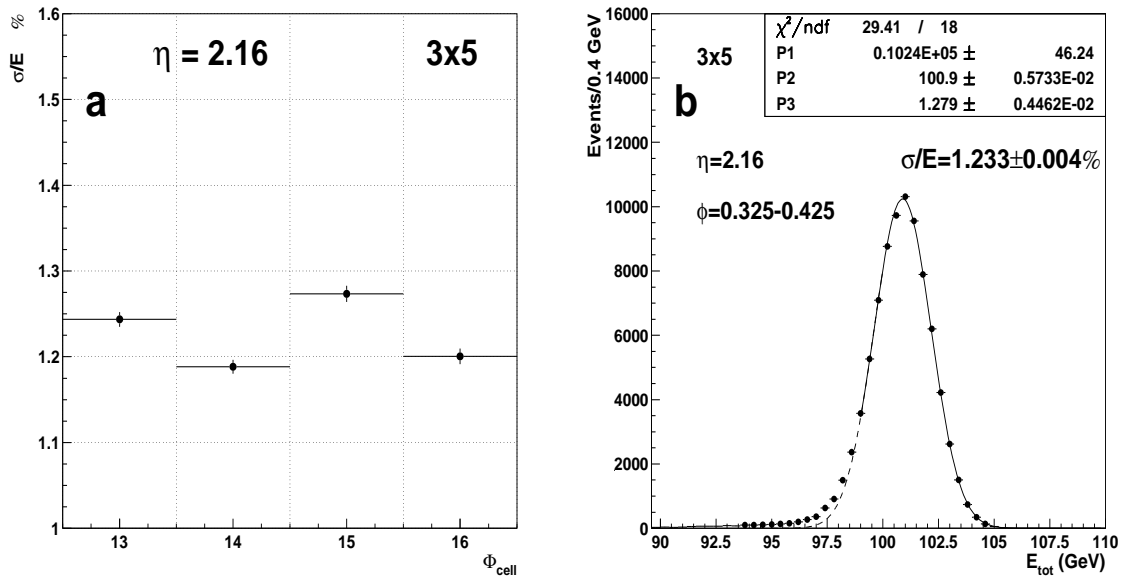


FIG. 4.55: *a- Résolution en énergie en fonction de ϕ pour $\eta = 2.16$. b- Distribution en énergie des événements des 4 cellules. La dispersion en énergie du faisceau a été retranchée à la résolution σ_E/E présenté sur les deux figures.*

4.8 Solutions pour améliorer l'uniformité

Plusieurs solutions sont proposées dans cette section. Certaines d'entre elles ont pu être testées et les résultats ont été concluants.

4.8.1 Procédure de montage

La procédure d'empilement et la qualité des composants du montage ont été améliorés. Cela concerne :

- la propreté de la salle de montage et des composants (électrodes, absorbeurs, espaceurs) afin d'éviter toute possibilité de court-circuit entre un absorbeur et une électrode du a une poussière.
- la fabrication des filets d'espaceur et l'épaisseur de ses derniers. Un tiers de module a été empilé fin 2000 afin de tester ces nouveaux éléments, le foisonnement et la tenue à la haute tension. Le foisonnement a été mesuré autour de 0 ± 0.5 mm et aucun problème de haute tension n'est apparu lors des tests électriques à chaud, contrairement à ce que l'on avait observé pour le Module 0 (sect. 4.1.5).

En février 2001, a débuté la construction du premier module complet d'ATLAS. Elle s'est achevé en avril. Après cablage, le module a été envoyé au CERN en mai afin d'y tester la tenue de la haute tension à froid et de procéder à des analyses de calibration en vue du test sous faisceaux prévu en juillet. L'évolution du foisonnement en fonction des absorbeurs de ce module est présenté sur la figure 4.56. On observe une amplitude négative et constante de -1 mm en opposition avec le foisonnement du module 1. De plus aucun problème de haute tension n'est apparu pendant et après l'empilement.

4.8.2 Réduction de la variation de l'inductance

Une variation de l'inductance, que l'inductance soit effective ou réelle, dans le module induit une déformation et une variation de l'amplitude du signal, de façon différente pour la calibration et les données de physique. Cette variation d'inductance doit donc être réduite le plus possible, par exemple en uniformisant la longueur des pistes sur les cartes d'électroniques froides ou en améliorant le retour à la masse.

Les inductances de la face arrière du Module 0 ont été mesurées à l'aide d'un RLC-mètre. Après avoir déconnecté les cartes mères, le signal a été injecté par les cartes sommatriques. Deux effets ont été observés (Référence [131]) :

- Variation de l'inductance en fonction de ϕ : due aux différentes longueurs des pistes sur les cartes sommatriques. Cette longueur dépend de la distance entre le connecteur de l'électrode et le connecteur de la carte mère. Cette distance augmente avec ϕ et l'on observe, figure 4.57, une augmentation de l'inductance en fonction de ϕ le long d'une carte ($\Delta\eta = 0.1$). Il a été décidé d'uniformiser la longueur des pistes sur les cartes sommatriques, la référence étant la longueur de piste maximale.
- Variation de l'inductance en fonction de η : un retour à la masse insuffisant crée une inductance effective qui varie le long de η . Pour confirmer cette hypothèse, des

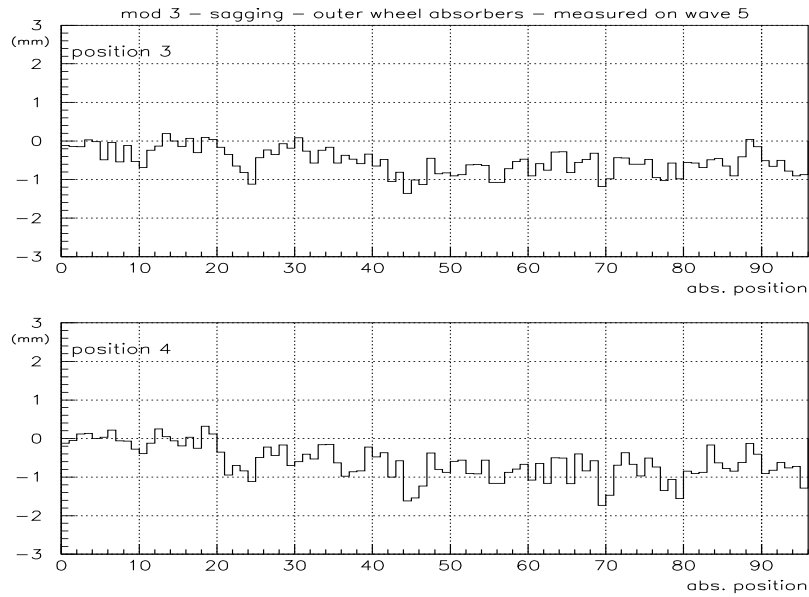


FIG. 4.56: *Foisonnement (en mm) du premier module de production complet pour deux positions en fonction du numéro d'absorbeur. En haut : $\eta \sim 2.2$. En bas : $\eta \sim 2.4$.*

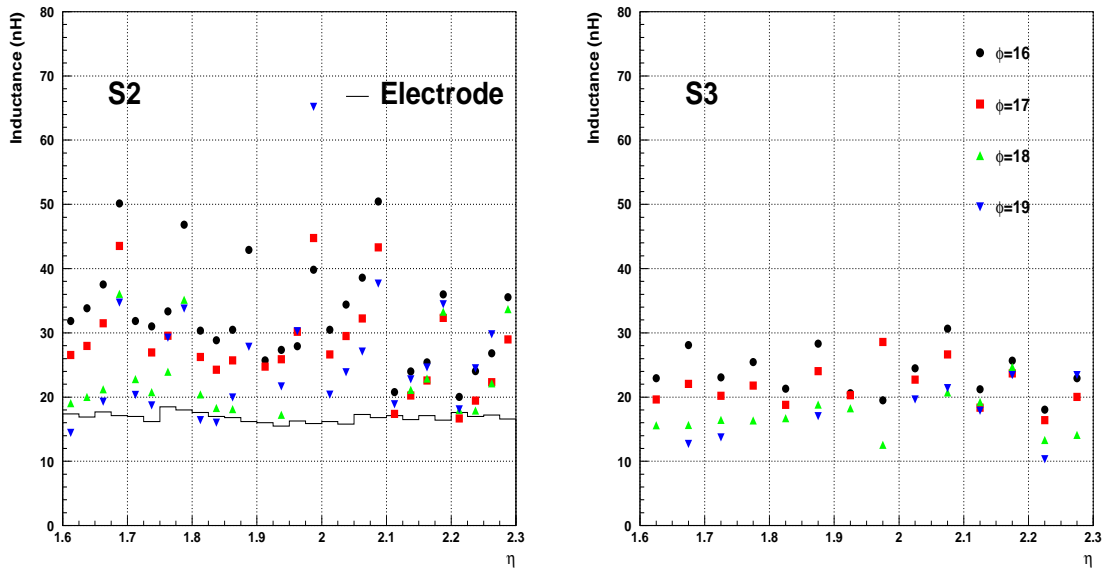


FIG. 4.57: *Inductances mesurées sur S2 et S3 pour le Module 0. Les cartes mères ont préalablement été déconnectées. L'histogramme en ligne continue montre les valeurs théoriques de l'inductance [109].*

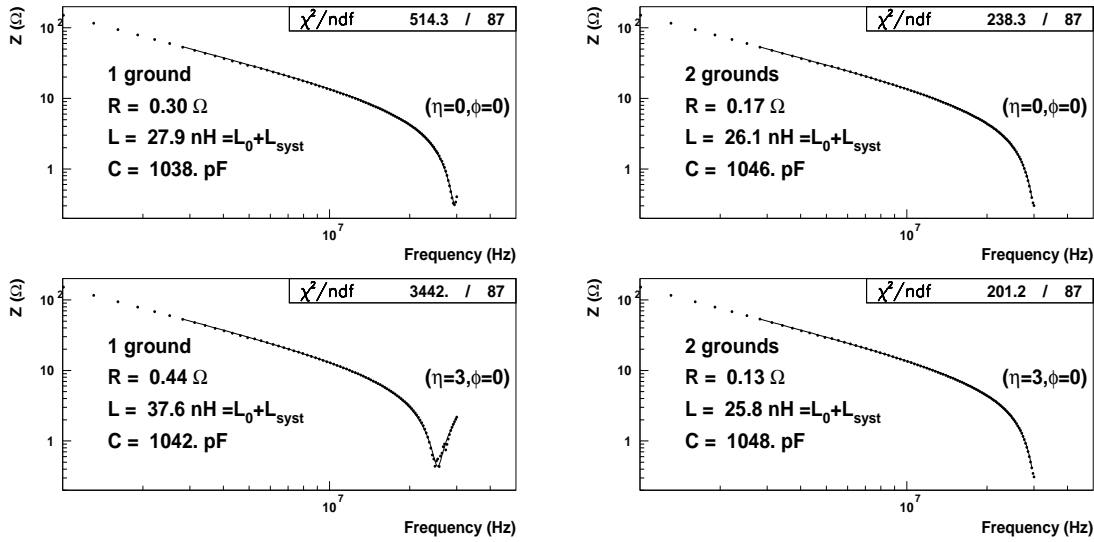


FIG. 4.58: R , L et C extraits des deux canaux localisés aux deux extrémité en η (ϕ constant) de la carte sommatrice. A gauche : un retour de masse. A droite : deux retours de masse.

mesures d'inductances ont été faites sur les cartes mères et sommatrices connectées à un condensateur (simulant le calorimètre) de capacité $C = 1.04 \pm 0.01$ nF. La figure 4.58 montre la variation de l'impédance en fonction de la fréquence pour deux canaux de chaque coté en η de la carte sommatrice repérés par $\eta = 0$ et $\eta = 3$ (ϕ est constant). Les valeurs des inductances effectives (L_0) ont été extraites en ajustant l'impédance avec la fonction $Z = \sqrt{(R^2 + [1/(2\pi Cf) - 2\pi fL]^2)}$, où Z est l'impédance mesurée (en Ω) et f la fréquence d'entrée (en Hz). Une inductance supplémentaire a été ajoutée afin d'atteindre des résonances en-dessous de 30 MHz. Avec un seul retour de masse pour quatre cellule, une différence d'inductance de 10nH est observée entre les deux canaux, alors qu'une valeur égale est obtenue avec deux retours de masse. Un effet identique a été observé dans le tonneau, à la fois dans l'étude de l'uniformité en η et lors des mesures d'inductance. Il a été décidé de rajouter des connections à la masse sur la face arrière des électrodes, pour le bouchon comme pour le tonneau. Les cartes sommatrices et les cartes mères ont également été modifié afin de prendre en compte les modifications des connections sur l'électrode.

4.8.3 Réduction de la diaphonie des cartes mères

D'autres modifications ont été apportées sur les cartes mères afin de diminuer la diaphonie inductive (sect. 4.4.3 et Ref. [124]) dans les compartiments S2 et S3. Les nouvelles cartes mères ont été testé et l'amplitude de la diaphonie a été diminuée d'un facteur 2 à 4 [124] (section 4.4.3).

4.9 Résolution en énergie

L'étude de l'uniformité en η et en ϕ nous a permis d'avoir une première estimation de la résolution en énergie du détecteur. Une étude plus spécifique peut être menée pour déterminer les trois termes de la résolution en énergie rappelée par l'équation suivante (section 2.5.1) :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (4.66)$$

où a est le terme stochastique, b est le terme de bruit (pour les tests en faisceaux uniquement le bruit électronique) et c le terme constant. On a donc une fonction à trois paramètres fixes qui dépend de l'énergie. En faisant varier l'énergie du faisceau et en mesurant l'écart quadratique moyen de la distribution en énergie σ_E , on détermine les paramètres a , b et c de l'équation 4.66.

4.9.1 Description des données

Le faisceau à disposition permettait de faire un balayage en énergie de 10 à 180 GeV. Pour faire l'étude de la résolution, il a été utilisé huit valeurs d'énergie : 10, 20, 40, 60, 80, 100, 150 et 180 GeV pour neuf positions différentes sur le calorimètre : sept positions dans la roue externe ($\eta=1.56, 1.71, 1.91, 2.0, 2.11, 2.21, 2.38$) et deux dans la roue interne ($\eta=2.65, 2.95$). Pour toute ces positions, le faisceau est centré sur une cellule du deuxième compartiment (qui sera la cellule centrale de la tour), sauf pour $\eta = 2.0$ où le centre du faisceau est à cheval entre deux cellules de S2. Deux bases de données par position et par énergie contenant chacune 20000 événements ont été utilisées pour mesurer la résolution du calorimètre. La surface arrosée par les électrons/positrons dépend de la largeur du faisceau qui varie avec l'énergie. Le faisceau couvre une cellule entièrement pour les petites énergies et partiellement pour les hautes énergies.

4.9.2 Description de l'analyse

Dans cette analyse, le traitement du signal, la sélection des événement et la reconstruction de l'énergie totale est faite de la même manière que pour les analyses de l'uniformité de la réponse du détecteur. Les tailles des tours sont identiques à celles de l'étude de l'uniformité en η , excepté pour $|\eta| < 1.8$ où l'on utilise une tour de 3×3 dans S2. Dans la roue interne, la taille de la tour dans S2 est de 3×3 et dans S3 de 1×1 . Une variation de la tour de S2 dans la roue externe à été choisie pour que la gerbe électromagnétique soit contenue de la même façon pour toutes les positions (taille de la fenêtre identique en rayon de Molière, eq. 23.30 de [137]).

De même, les corrections appliquées aux données ("haute tension", fuites latérales, modulations en ϕ) sont identiques aux analyses précédentes.

Enfin, le coefficient de conversion γ est calculé pour chaque position avec le faisceau de 100 GeV. En appliquant ce coefficient pour les autres énergies on détermine la linéarité de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie. Les valeurs de γ pour toutes les positions sont présentées dans le tableau 4.13 et commentées dans la section 4.9.4.

4.9.3 Mesure du bruit dans les tours de cellules

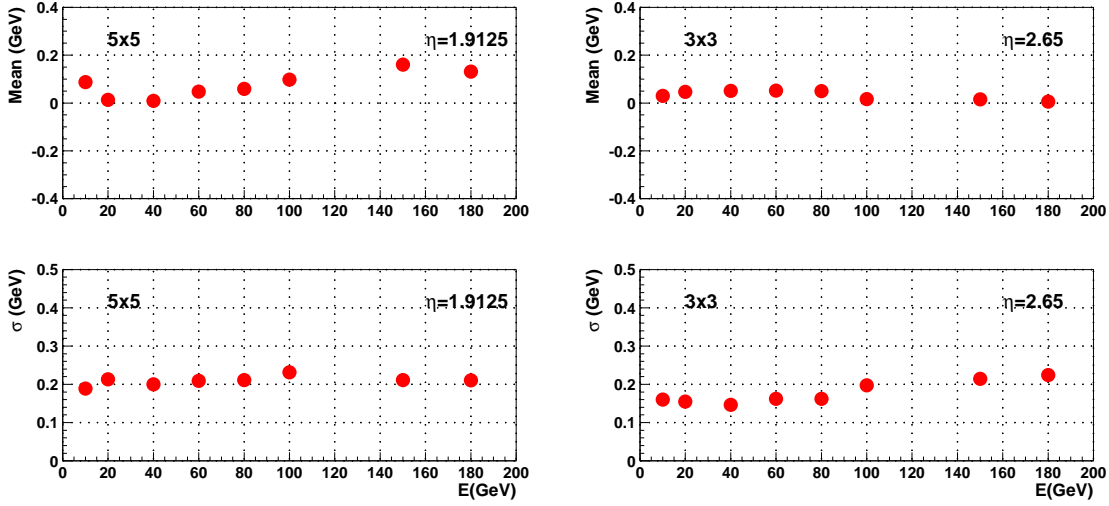


FIG. 4.59: Moyenne du bruit (en haut) et écart quadratique moyen (en bas) du bruit (σ) dans une tour de cellule pour une position dans la roue externe ($\eta = 1.91$) et une position dans la roue interne ($\eta = 2.65$).

Le terme de bruit peut être déterminé indépendamment du calcul des paramètres qui ajustent la fonction (4.66) sur la résolution en énergie σ_E/E . Le système de déclenchement permet de d'enregistrer, durant l'acquisition des données de physique, des événements identiques aux piédestaux. On appelle de tels événements : événements aléatoires. Ces données permettent de mesurer le bruit de l'électronique dans une tour de cellules. Cette méthode est d'autant plus justifiée que le bruit mesuré dans une cellule dépend du gain utilisé (section 4.4.1), donc de l'énergie du faisceau. Puisque les données de physique sont traitées en gain libre (Haut ou Moyen), chaque événement, suivant son énergie et sa position, a un certain nombre de cellules en gain haut et en gain moyen. On dispose ainsi, sur un ensemble d'événement, de plusieurs configuration de cellules en gain haut et moyen. Pour un faisceau d'énergie donnée et pour une position sur le calorimètre, on peut avoir N_{conf} configuration(s) de gain par tour de cellules.

Si N_{Al} est le nombre d'événements aléatoires enregistrés pour une position et une énergie de faisceau donnée et si w_c^i est la proportion de la configuration i dans le lot de configurations possibles des événements de physique sélectionnés, alors le nombre d'événements aléatoires N_{Al}^i utilisés pour calculer le bruit de la configuration i est $N_{Al}^i = w_c^i \times N_{Al}$.

Par exemple, pour un faisceau de 10 GeV, l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre est faible et traitée en gain haut pour toute les cellules. Il n'y a qu'une configuration. Pour des énergies plus élevées, par exemple 180 GeV, l'énergie déposée dans les cellules proches de l'impact d'un électron sera élevée et traitée en gain moyen, les cellules aux extrémités de la fenêtre auront à mesurer des énergies plus faibles et sont traitées en

gain haut. On peut ainsi avoir jusqu'à 80 configurations possibles (pour $\eta = 1.91$) où le nombre de cellules dans la tour est le plus élevé (43 cellules).

La distribution du bruit doit être centrée sur 0 (après soustraction du piédestal) et l'écart quadratique moyen donne la valeur du terme b . Le bruit est calculé pour chaque position et pour chaque énergie du faisceau.

La figure 4.59 montre la valeur moyenne du bruit et l'écart quadratique moyen σ mesuré pour une position dans la roue externe ($\eta = 1.91$) et une position dans la roue interne ($\eta = 2.65$) en fonction de l'énergie du faisceau. On attend une augmentation de σ en fonction de l'énergie car le nombre de cellules utilisées en gain haut augmente avec l'énergie. Ceci est vérifié pour $\eta = 2.65$ (variation de 150 MeV à 220 MeV), contrairement à $\eta = 1.91$ (valeur autour de 200 MeV). De plus, la valeur moyenne du bruit n'est pas distribuée autour de 0 pour $\eta = 1.91$. Une distribution du bruit par compartiment révèle que la moyenne n'est pas nulle pour quelques cellules du deuxième compartiment, signifiant que les événements aléatoires ont une amplitude différente du piédestal. Les raisons de ce comportement ne sont pas encore établis à ce jour.

4.9.4 Résultats

Linéarité

η	$\Delta\eta_{cell} \times \Delta\phi_{cell}$						
	1.56	1.71	1.91	2.0	2.11	2.21	2.38
γ^{S2} (GeV/DAC)	0.0325	0.0320	0.0302	0.0303	0.0305	0.0305	0.0300

η	$\Delta\eta_{cell} \times \Delta\phi_{cell}$	
	2.65	2.95
γ^{S2} (GeV/DAC)	0.0345	0.0341

TAB. 4.13: Valeur du coefficient γ dans $S2$. Pour la roue externe et interne. La taille de la tour dans $S2$ est de 3×3 pour $|\eta| < 1.8$ et $|\eta| > 2.5$, identiques à l'analyse de l'uniformité en η dans les autres compartiments et les autres positions.

Le tableau 4.13 présente les valeurs de γ pour toutes les positions des balayages en énergie effectué sur le calorimètre. Dans la roue externe, pour les positions avec une tour de identique dans $S2$, le coefficient est constant et compatible avec le coefficient calculé pour l'étude de l'uniformité en η lorsque la tour de $S2$ est de 5×5 cellules. Dans la roue interne, le coefficient est également constant. En comparant avec la théorie ($\gamma_{th} = 0.0312$ GeV/DAC dans la roue externe et $\gamma_{th} = 0.0388$ dans la roue interne), cas d'une tour avec un nombre de cellules infini, on remarque que γ est inférieure à γ_{th} dans la roue externe, pour une tour 5×5 , et dans la roue interne. Cela signifie que l'énergie mesurée est supérieure à celle attendue.

Cette différence est probablement due à la calibration du détecteur. Le signal de calibration n'est pas sensible à l'inductance L_d de la figure 3.12 et à l'inductance effective due au retour de masse manquant (section 4.8). La somme de ces inductances va déformer

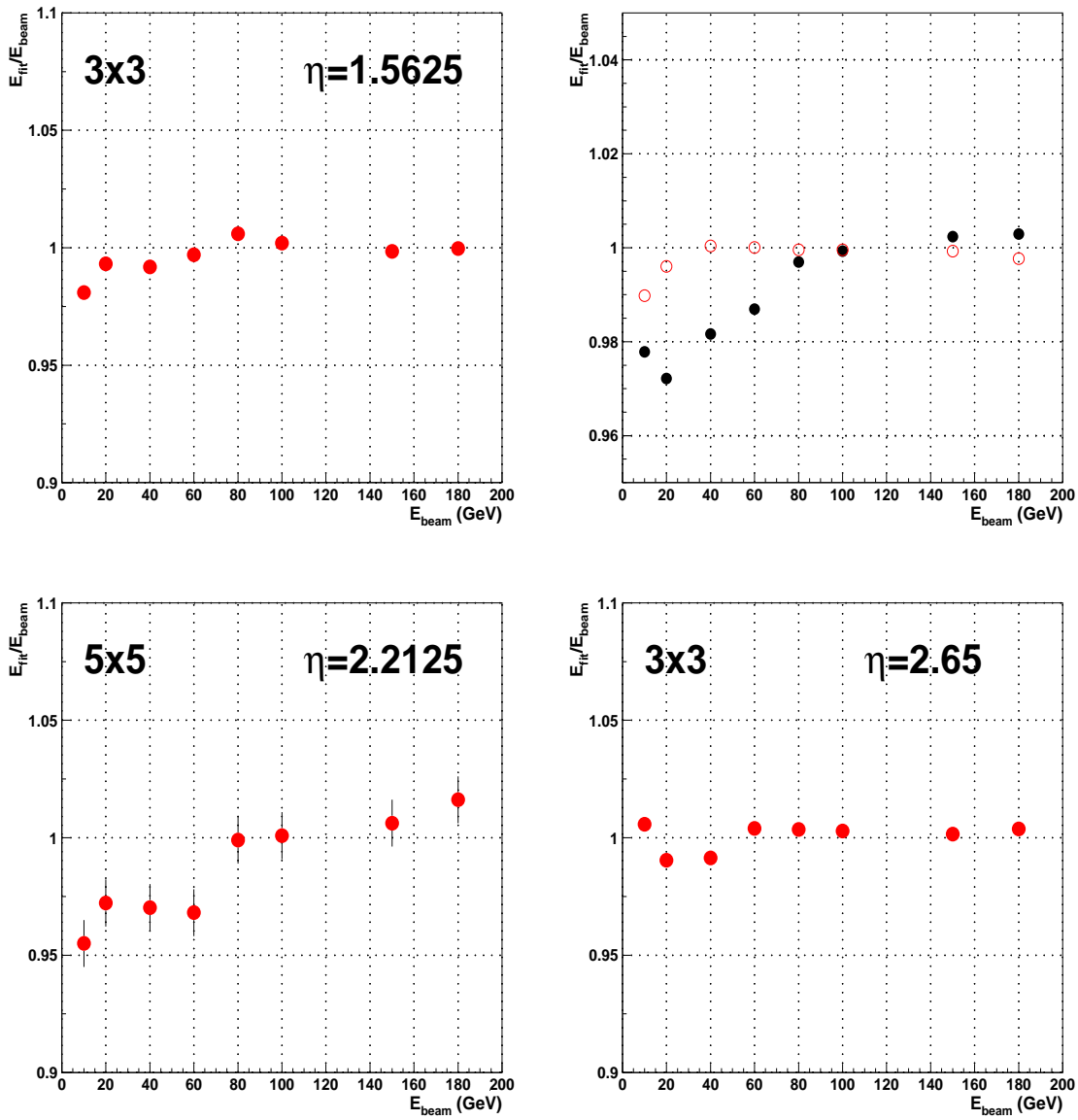


FIG. 4.60: Linéarité du détecteur : rapport énergie mesurée (E_{fit}) sur énergie du faisceau (E_{beam}) en fonction de l'énergie du faisceau pour trois positions dans la roue externe ($\eta = 1.56, 1.91, 2.21$) et une position dans la roue interne $\eta = 2.65$. Les cercles pleins représentent les données de test en faisceaux et les cercles vide ($\eta = 1.91$) les données de simulation.

le signal de physique par rapport au signal théorique et par rapport au signal de calibration [113]. La calibration n'est donc plus adaptée. Il est possible de calculer des coefficients qui corrigent la présence des inductances [113]. Ces corrections sont en moyenne autour de 1.05, revenant à multiplier γ par ce facteur, soit pour la roue externe $0.030 \times 1.05 = 0.0315$ GeV/DAC, compatible avec la valeur théorique.

La figure 4.60 montre la linéarité du détecteur pour trois positions dans la roue externe ($\eta = 1.56, 1.91, 2.21$) et une position dans la roue interne ($\eta = 2.65$). Les énergies inférieures à 80 GeV sont systématiquement sous-estimées avec une déviation maximale de 5% pour $\eta = 2.21$ à 10 GeV. Pour les autres positions, une déviation maximale de 3% est observée.

On compare la linéarité pour $\eta = 1.91$ des données (cercle plein) avec celle de la simulation (cercle ouvert). L'amplitude maximale de la non linéarité de la simulation est de 1%. La réponse plus faible aux petites énergies est due à la perte d'énergie des électrons dans le cryostat. La différence entre test en faisceaux et simulation n'est pas encore comprise, mais pourrait être due au gain libre.

Coefficients des corrections géométriques

Les fonctions utilisées pour décrire et corriger les fuites latérales (équation 4.64 et 4.60) et les modulations en ϕ (équation 4.65 et 4.60) sont identiques à celles présentées pour l'étude de l'uniformité. Cette analyse permet d'exprimer les paramètres des corrections en fonction de l'énergie. La taille du faisceau variant en fonction de l'énergie⁷, les paramètres des corrections géométriques vont dépendre de la surface arrosée. Un faisceau large permet de décrire complètement les effets géométrique et donc de paramétriser correctement les effets.

Au vue de la taille des faisceaux, les effets géométrique ne pourront être décrits de façon optimale pour les hautes énergies. La figure 4.61 représente les fuites latérales (gauche) et les modulation en ϕ (droite) pour toutes les énergies à $\eta = 1.91$. L'influence de la taille des faisceaux sur la paramétrisation des effets géométrique est visible. On remarquera également que les modulations en ϕ sont inexistantes ou peu prononcées pour 10 et 20 GeV. Les modulations en ϕ reflétant la géométrie, les faisceaux de faible énergie ne sondent pas le calorimètre suffisamment en profondeur pour faire apparaître un effet géométrique.

La figure 4.62 présente l'évolution des paramètres des modulations en ϕ en fonction de l'énergie pour $\eta = 1.91$, pour les données de test en faisceaux (cercle pleins) et les données de simulation (cercle ouvert).

On observe globalement un comportement identique entre test en faisceau et simulation, excepté pour a_1 aux hautes énergies (150 et 180 GeV). On peut paramétriser a_1 et a_2 avec une fonction logarithmique du type $\alpha + \beta \log E$. Sur la figure 4.62, le trait plein représente l'ajustement sur les données et le trait discontinu l'ajustement sur la simulation. Les coefficients a_3 et b_1 sont considérés comme constants. Le terme b_1 fluctue autour de 0.

⁷La section efficace dans le plan (x,y) de la chambre à fils la plus proche du cryostat est de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ pour un faisceau de 20-60 GeV et de $2.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ pour un faisceau de 80-180 GeV.

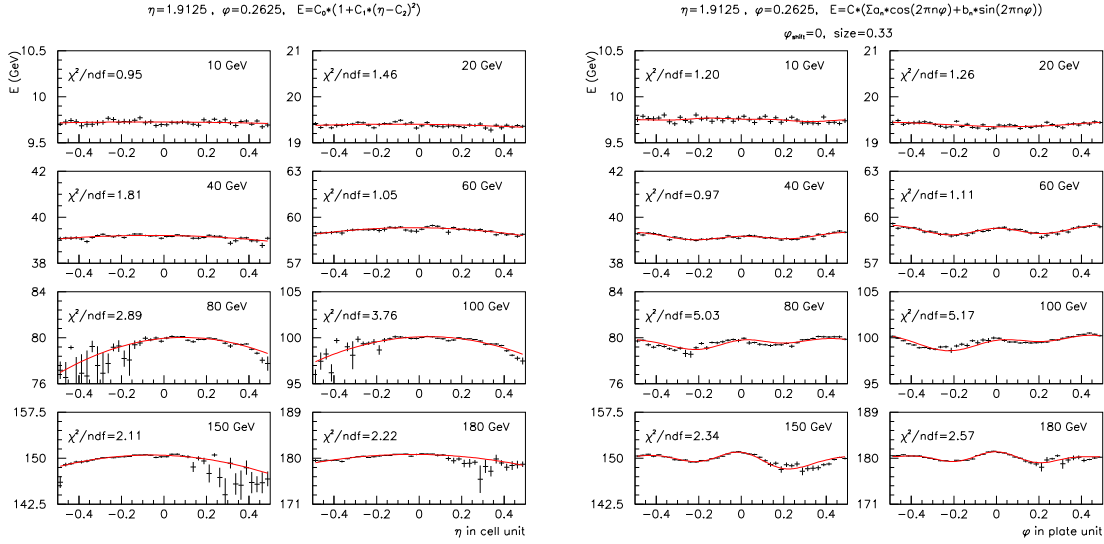


FIG. 4.61: *Fuites latérales (gauche) et modulations en ϕ (droite) pour différentes énergies à $\eta = 1.91$.*

Paramètres de la résolution en énergie

Sur les neuf positions où ont été effectués les balayages en énergie, huit le sont au centre d'une cellule de S2 et au centre d'un secteur de haute tension ($\eta = 2.0$). Pour les huit premières positions, un événement est sélectionné si la cellule centrale de la tour dans S2 est celle de la cellule visée. Pour $\eta = 2.0$, un événement est sélectionné si la cellule centrale de la tour dans S2 est soit la cellule de S2 dont le centre est à $\eta = 2.0125$, soit celle dont le centre est à $\eta = 1.9875$.

Pour chaque énergie et position et après avoir appliqué toutes les corrections, on obtient une distribution de l'énergie dont on extrait σ_E . La figure 4.63 montre les distributions en énergie à $\eta = 1.91$ pour les huit énergies.

La dispersion du faisceau et le bruit (terme b de la résolution) sont soustraits quadratiquement à la résolution en énergie σ_E/E . La résolution en énergie est représentée en fonction de l'énergie du faisceau, figure 4.64 pour quatre positions. La fonction décrite par l'équation 4.66 sans terme de bruit est ajustée sur les points avec comme paramètres libres a et c .

Les valeurs des trois paramètres sont représentées sur la figure 4.65 en fonction de η . A titre indicatif, le terme de bruit est la moyenne $\langle b \rangle$ du bruit calculé pour les huit énergies.

La variation du terme d'échantillonnage en fonction de η dans la roue externe reflète la variation de σ_E/E mesurée dans l'étude de l'uniformité en η avec un minimum de $10\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ à $\eta = 1.91$. Le comportement du terme d'échantillonnage est celui attendu car le calorimètre électromagnétique bouchon a été conçu pour obtenir un minimum autour de $\eta = 1.9$. Le terme constant est autour de 0.3% et le terme de bruit est croissant avec η et inférieur à 250 MeV. Ces valeurs respectent le cahier des charges (terme constant

$\eta=1.9125$, $\phi=0.2625$, ϕ parameters vs E

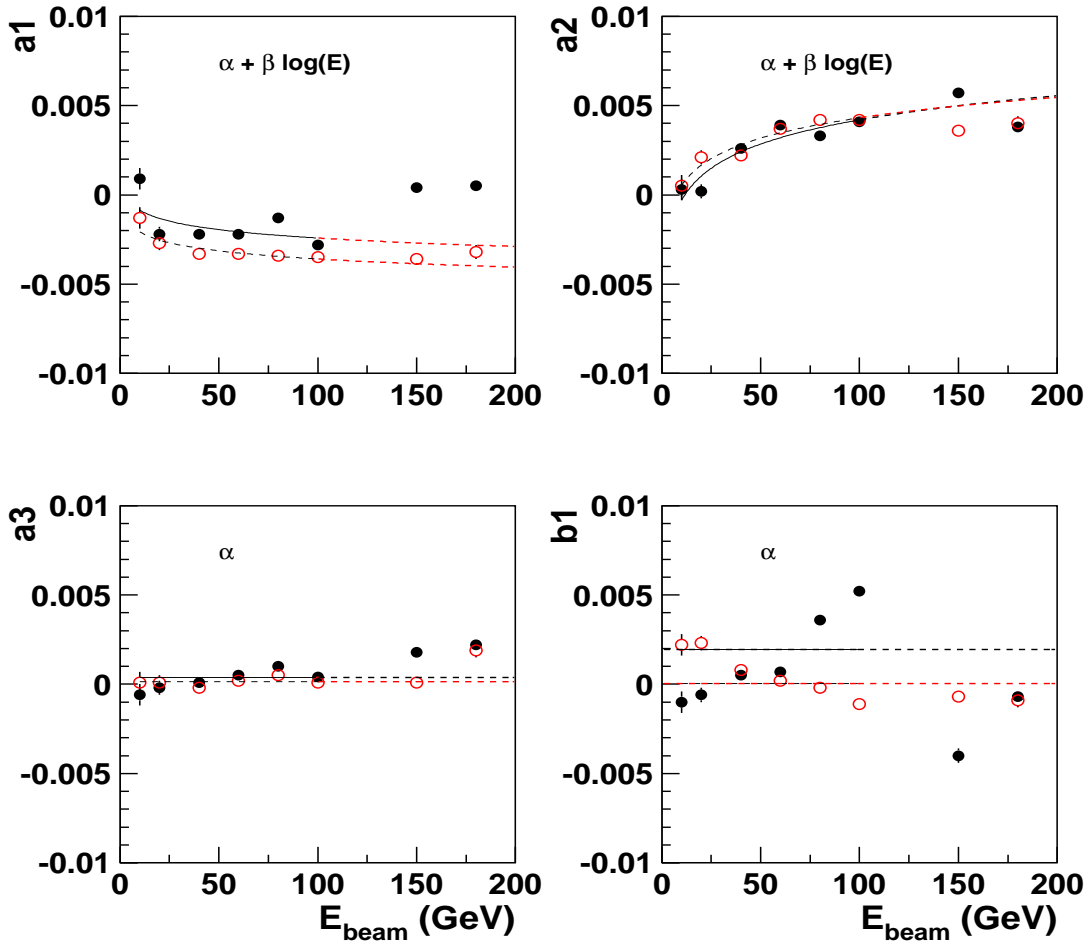


FIG. 4.62: Paramètres des modulations en ϕ en fonction de l'énergie du faisceau déterminés avec les données (cercle plein) et la simulation (cercle ouvert). Les termes a_1 et a_2 sont ajustés avec une fonction logarithmique (trait continu pour les données et trait discontinu pour la simulation). Les termes a_3 et b_1 sont considérés comme constants.

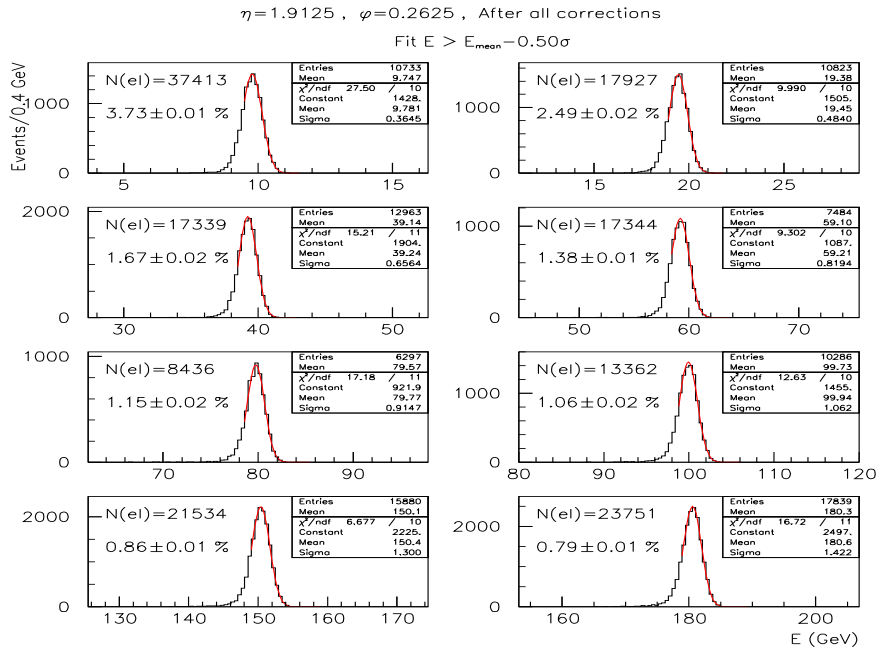


FIG. 4.63: *Distribution en énergie à $\eta = 1.91$ pour huit énergies. $N(e\ell)$ est le nombre d'électrons ou de positrons avant les sélections.*

local < 0.4 et une comparaison avec la simulation, figure 4.66, montre un bon accord entre les données (cercle plein) et la simulation (cercle ouvert).

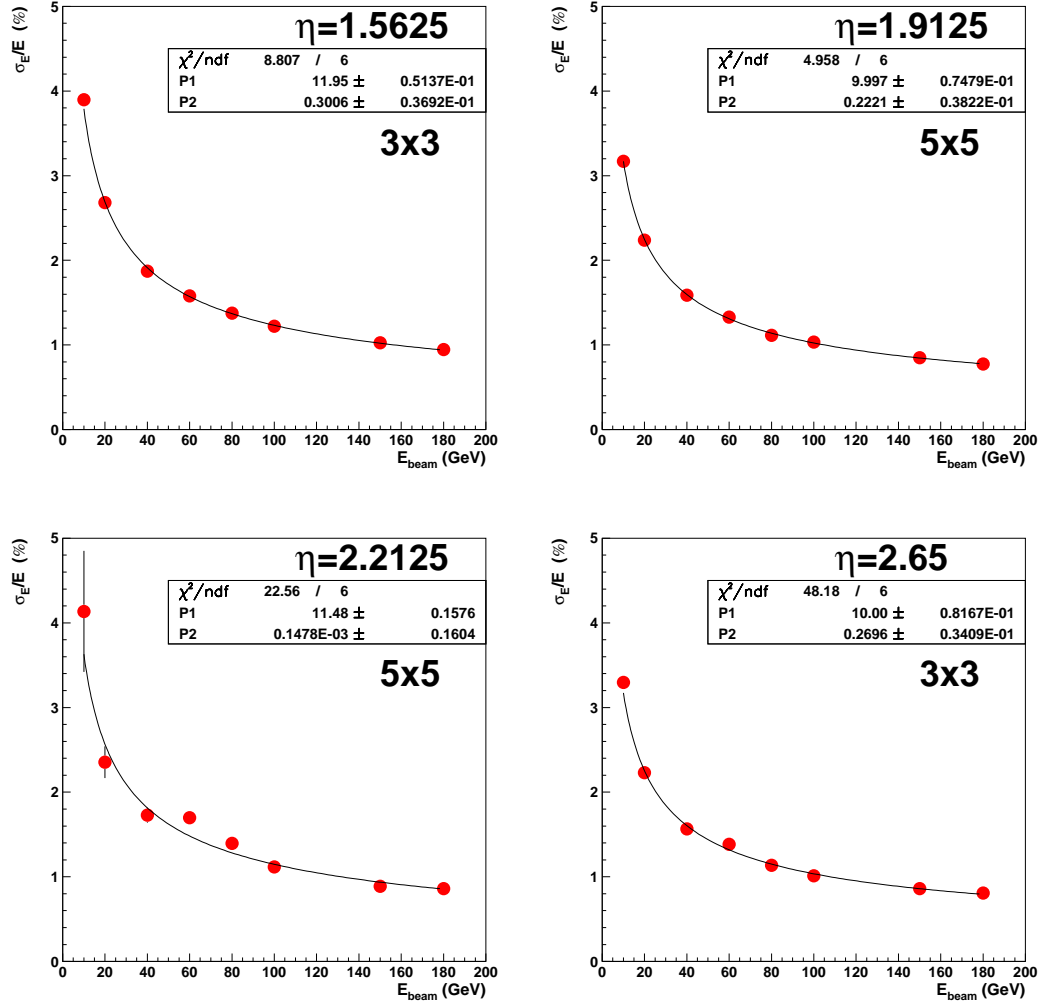


FIG. 4.64: Résolution en énergie σ_E/E en fonction de l'énergie du faisceau en GeV pour trois positions dans la roue externe et une position dans la roue interne. Les paramètres d'ajustement P1 et P2 représentent respectivement le terme d'échantillonnage a et le terme constant c .

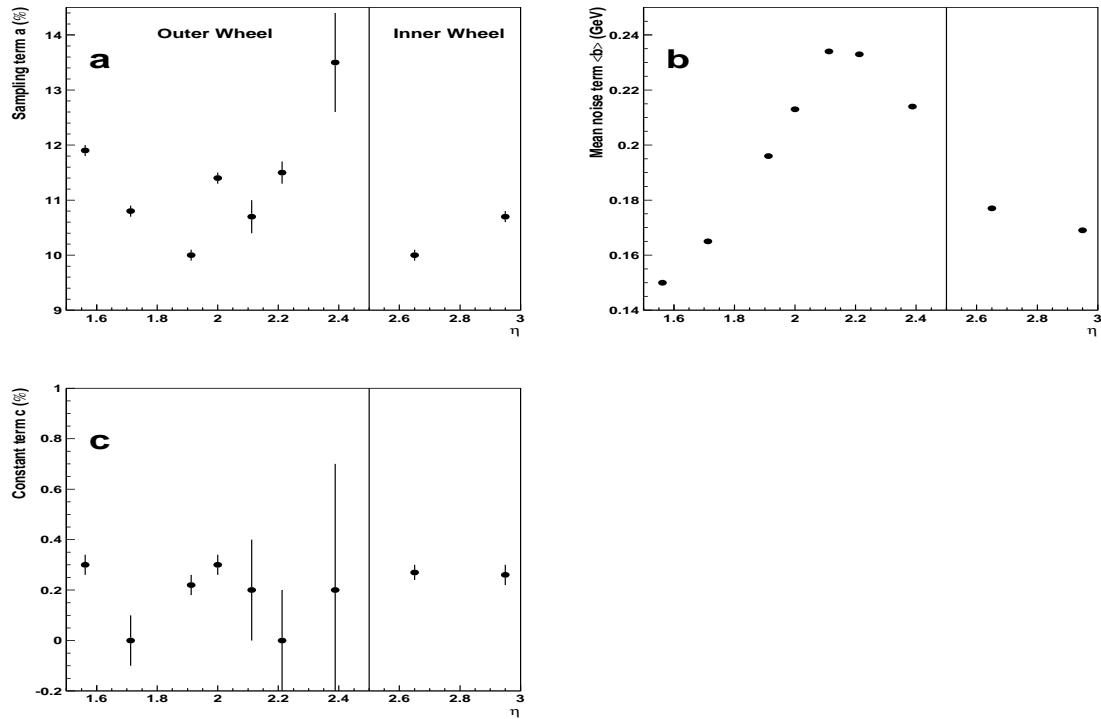


FIG. 4.65: a- Terme d'échantillonnage, b- terme de bruit électronique et c- terme constant en fonction de η .

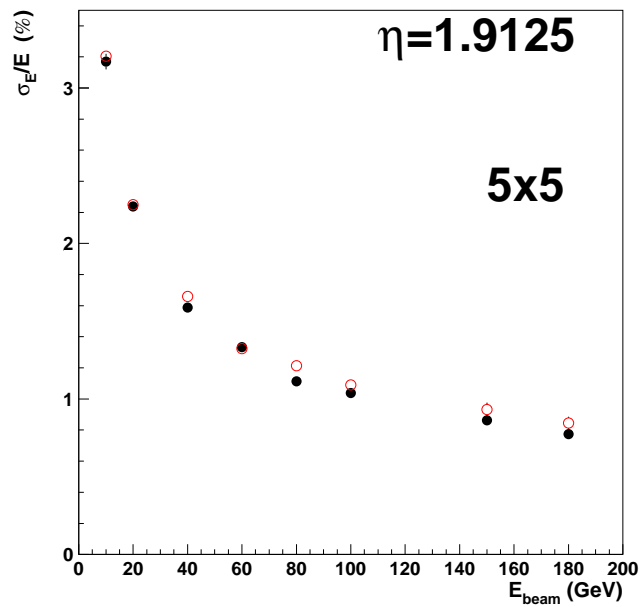


FIG. 4.66: Résolution en énergie à $\eta = 1.91$ pour les données et la simulation. Les valeurs issues des données sont représentées par un cercle plein et celles issues de la simulation en cercle ouvert.

4.10 Résolution spatiale

La capacité du calorimètre à mesurer précisément la direction d'un photon est primordiale pour la mesure de la masse du boson de Higgs dans le canal de désintégration en deux photons. Cette section est dédiée à déterminer cette capacité en utilisant des faisceaux d'électrons ou de positrons.

Pour cette étude, les données utilisées sont les mêmes que celle de l'étude de la résolution en énergie. La position d'une particule dans le calorimètre est déterminé par le calcul d'un barycentre dans une fenêtre de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 1$ cellules dans le premier compartiment et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ dans le deuxième compartiment.

La résolution spatiale peut être déterminée à condition de connaître la position vraie des particules sur le calorimètre. Celle-ci est déterminée à l'aide des chambres à faisceau placées devant le calorimètre (figure 4.9). Après avoir aligné le système de coordonnées des chambres à fils avec le repère du calorimètre, la résolution en position dans la direction du rayon R (σ_R) et la résolution angulaire (σ_θ) sont déduites, pour quatres position dans la roue externe ($\eta = 1.71, 2.11, 2.21, 2.38$) et comparés aux résultats attendus par la simulation.

4.10.1 Extrapolation des traces à la position le calorimètre

La première étape consiste à mesurer la résolution spatiale de chaque chambre dans les deux directions (x, y) du plan orthogonal à la direction du faisceau. Supposons que l'on dispose de N_C chambres à fils devant le calorimètre. Chaque chambre i mesure une coordonnée avec une erreur (σ_{x_i} pour x et σ_{y_i} pour y) qui représente la résolution de la chambre. En comparant les coordonnées mesurées par la chambre i aux coordonnées données par l'extrapolation d'une trace ajustée à l'aide des $N - 1$ autres chambres (x_i^{extr}), on obtient les résidus $\Delta x_i = x_i - x_i^{extr}$ et $\Delta y_i = y_i - y_i^{extr}$. La distribution des résidus est centrée sur le décalage de l'origine du système de coordonnées de la chambre i par rapport au repère de l'extrapolation. Les écarts quadratiques moyens de ces résidus $\sigma_{\Delta x_i}$ et $\sigma_{\Delta y_i}$ sont des fonctions qui dépendent de la résolution des N_C chambres et qui s'écrivent :

$$\sigma_{\Delta x_i}^2 = \sigma_{x_i^{extr}}^2 + \sigma_{x_i}^2 \quad (4.67)$$

$$\sigma_{\Delta y_i}^2 = \sigma_{y_i^{extr}}^2 + \sigma_{y_i}^2 \quad (4.68)$$

où $\sigma_{x_i^{extr}} = f_x(\sigma_{x_1}, \dots, \sigma_{x_{i-1}}, \sigma_{x_{i+1}}, \dots, \sigma_{x_{N_C}})$ est l'erreur de l'extrapolation de x (l'erreur de l'ajustement d'une droite par la méthode des moindres carrés est rappelée dans la référence [133]), de même pour y . On obtient ainsi un système de N_C équations à N_C inconnues pour chaque coordonnée que l'on résout pour déterminer σ_{x_i} et σ_{y_i} .

Pour le test en faisceau, nous disposons de $N_C = 4$ chambres. Le tableau 4.14 donne les résolutions obtenues pour chaque chambre. La résolution moyenne est de $380 \mu\text{m}$, soit deux fois supérieure à la résolution donnée par le constructeur. En utilisant les quatre chambres, on determine le point d'impact d'une particule sur le calorimètre (x_{calo}, y_{calo}) avec une erreur de $270 \mu\text{m}$ pour $\sigma_{x_{calo}}$ et $240 \mu\text{m}$ pour $\sigma_{y_{calo}}$. Elle augmente de $100 \mu\text{m}$ lorsque la troisième chambre n'est pas utilisée (lorsqu'elle est mal calibrée).

Chambre à fils	1	2	3	4
σ_x (μm)	260	490	370	390
σ_y (μm)	390	450	280	410

TAB. 4.14: Résolution des chambres à fils calculé avec les données pour les deux directions x et y . Ces valeurs induisent une erreur moyenne de l'extrapolation des traces sur le calorimètre de $250 \mu\text{m}$.

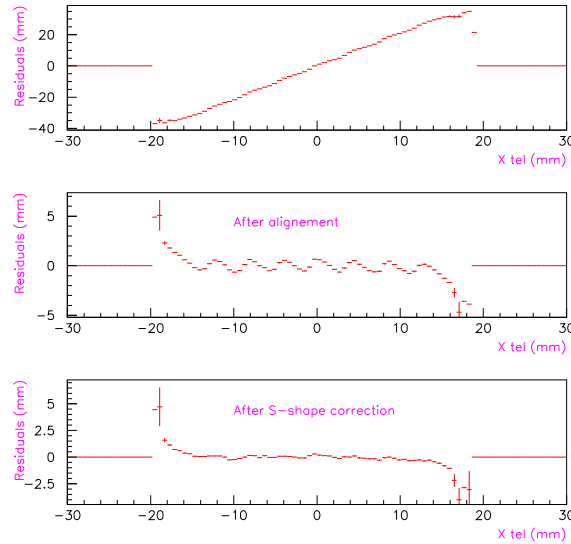


FIG. 4.67: Différence entre l'extrapolation des chambres à fils (position vraie) et le barycentre (position mesurées) en fonction de l'extrapolation : a- avant alignement, b- après alignement, c- après correction des formes en S à $\eta = 1.71$.

4.10.2 Alignement de l'extrapolation des chambres à fils avec le détecteur

On veut aligner le système de coordonnées des chambres à fils (cartésien) avec le système de coordonnées du détecteur (polaire) : (R, ϕ) ⁸. Il faut déterminer le décalage des origines et l'angle entre les deux systèmes. Pour ce faire, on calcule le résidu $\Delta = R_{mes} - x_{calo}$, où R_{mes} est le barycentre en η , calculé dans S1 ou S2, exprimé en rayon du calorimètre. La distribution des résidus est centrée sur la valeur δ du décalage des origines des deux systèmes de coordonnées. On corrige du décalage : $\Delta = R_{mes} - (x_{calo} - \delta)$.

L'angle (β) entre les deux repères est donné lorsqu'on exprime les résidus Δ en fonction de x_{calo} , illustré par la figure 4.67a (après avoir corrigé le décalage δ). On a $\Delta = \alpha x_{calo}$, où $\alpha = 1/\cos\beta - 1$. Après avoir extrait α , on aligne les deux systèmes. Le point d'impact des particules est alors : $R_{extr} = (\alpha + 1) \times x_{calo} - \delta$. La figure 4.67b montre

⁸Pour cette étude il est plus commode de choisir le rayon R du calorimètre à la pseudo-rapacité η , car l'expression de la résolution en position en mm a plus de sens qu'en unité de pseudo-rapacité.

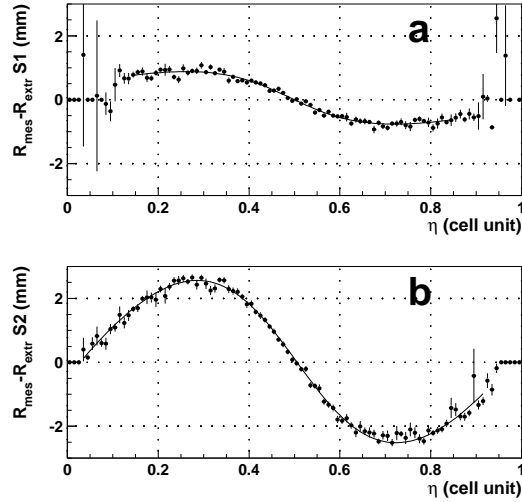


FIG. 4.68: *Forme en S dans une cellule de S1 (a) et de S2 (b) à $\eta = 2.2$.*

les résidus après alignement ($R_{mes} - R_{extr}$).

Le calcul du barycentre introduit un biais dans la détermination de la position qui lié à la taille des cellules. Ce biais est d'autant plus important que la taille des cellules est large et se traduit par la forme particulière, dite "S", du résidu (figure 4.68 pour une cellule de S1 (a) et S2 (b) à $\eta = 2.21$, également abordé dans le paragraphe 4.6.2). Cette forme est paramétrisée par la fonction suivante [134] :

$$F_S(X) = p_1 \arctan\left(p_2(X - p_4)\right) - p_3(X - p_4) \quad (4.69)$$

où X peut être η ou ϕ , p_1, p_2, p_3 sont les paramètres qui décrivent la forme en S et p_4 le paramètre qui donne le centre de la cellule (en unité de cellule, $p_4 = 0.5$ lorsque les bornes d'une cellule sont définies par $[0,1]$ comme sur la figure 4.68).

Les figures 4.69a-d (4.70a-d) montrent les paramètres de la fonction $F_S(\eta)$ en fonction de η et pour quatre énergies dans S1 (S2). Il est difficile de paramétriser les coefficients p_i de la fonction F_S au vu des fluctuations observées. Le terme p_4 est, comme attendu, autour de 0.5.

L'amplitude des formes en S en fonction de η est représentée sur la figure 4.71a pour S1 et la figure 4.71b pour S2. Pour une granularité en η constante dans S1 ($\eta > 2.0$) on observe globalement une diminution de l'amplitude. Elle reflète la diminution de la taille des cellules avec η . Cet effet est plus net pour S2 où la granularité en η est constante. L'amplitude varie de ~ 5.5 mm à $\eta = 1.71$ à ~ 2 mm pour $\eta = 2.38$.

La qualité de la correction des formes en S va influencer directement la résolution en position σ_R et la résolution angulaire σ_θ du calorimètre. Après correction des formes en S, on obtient la figure 4.67c.

On peut à présent déterminer la résolution en position σ_R et la résolution angulaire σ_θ du calorimètre.

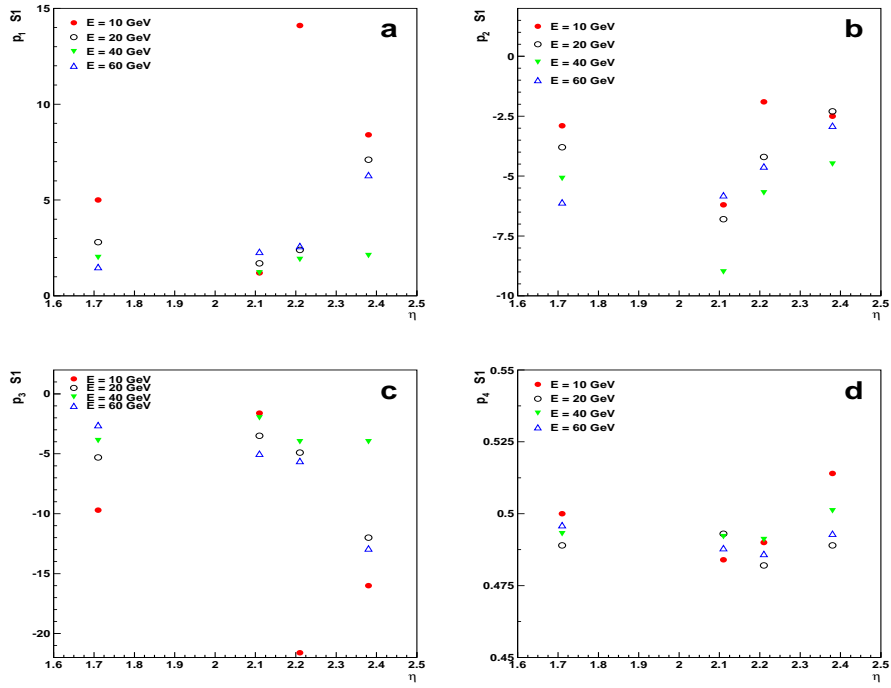


FIG. 4.69: Paramètres de la forme en S en fonction de η pour quatre énergies (10, 20, 40 et 60 GeV) dans $S1$.

4.10.3 Résultats

La résolution spatiale dépend de la segmentation du calorimètre. De plus, la position étant un barycentre calculée avec des dépôt, elle est tributaire de la résolution en énergie. On attend donc à ce que la résolution spatiale dépende aussi de l'énergie et d'une façon analogue à la résolution en énergie.

Résolution en position σ_R

L'écart quadratique moyen de la distribution de $R_{mes} - R_{extr}$ donne la résolution en position dans la direction R (σ_R). La figure 4.72 montre cette distribution dans le premier compartiment pour les huit énergies à $\eta = 2.2$. La résolution σ_R mesuré dans le premier compartiment est représentée, après avoir soustrait quadratiquement l'erreur de l'extrapolation des traces sur le calorimètre, en fonction de l'énergie sur la figure 4.73a. Elle est inférieure à 1 mm quelque soit η , et atteint un plateau pour les hautes énergies inférieur ou égal à 0.2 mm (équivalent au terme constant de la résolution en énergie). La figure 4.73b montre $\sigma_R \cdot \sqrt{E(GeV)}$ en fonction de l'énergie. En tenant compte des bars d'erreur, on a une valeur constante entre 2 et 3 $mm \cdot \sqrt{GeV}$ pour les quatre positions en η . Les mêmes graphiques sont représentés sur les figures 4.74a-b pour $S2$. Contrairement à $S1$ où la taille des cellules varient peu grâce aux changements de granularité, on remarque que la résolution en position varie dans $S2$ en fonction de la position. Plus η est grand et plus σ_R est petit. Cette variation est attendue puisque la taille des cellules dans $S2$

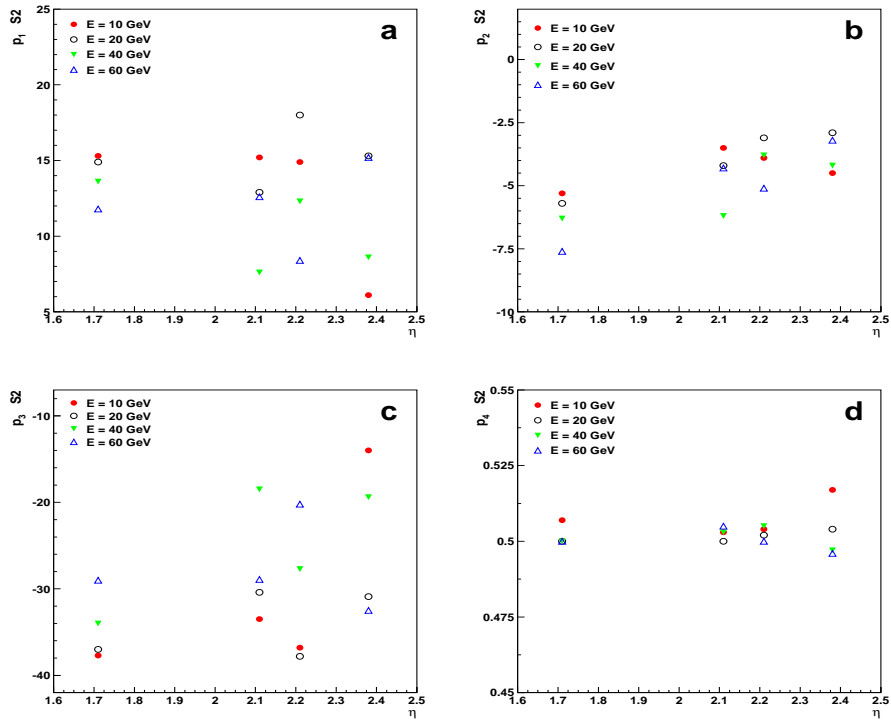


FIG. 4.70: Paramètres de la forme en S en fonction de η pour quatre énergies (10, 20, 40 et 60 GeV) dans $S2$.

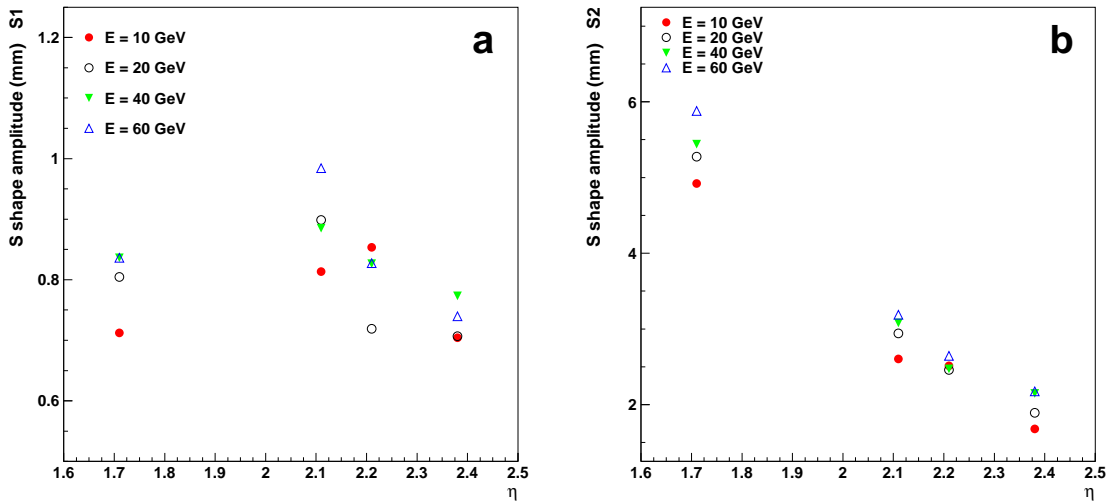


FIG. 4.71: Variation de l'amplitude des formes en S en fonction de η pour $E=10, 20, 40$ et 60 GeV dans a- $S1$ et b- $S2$.

Radius resolution with strips at $\eta = 2.2$

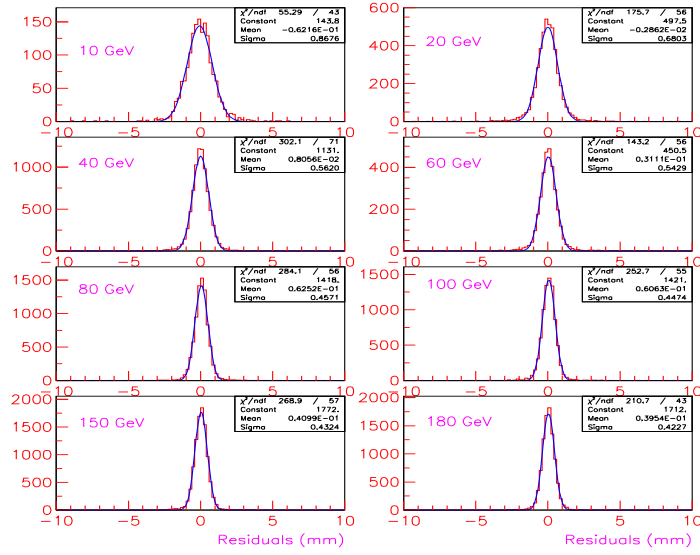


FIG. 4.72: Distribution du résidu $\Delta = R_{extr} - R_{mes}$ dans $S1$ à $\eta = 2.2$ pour différentes énergies (10-180 GeV).

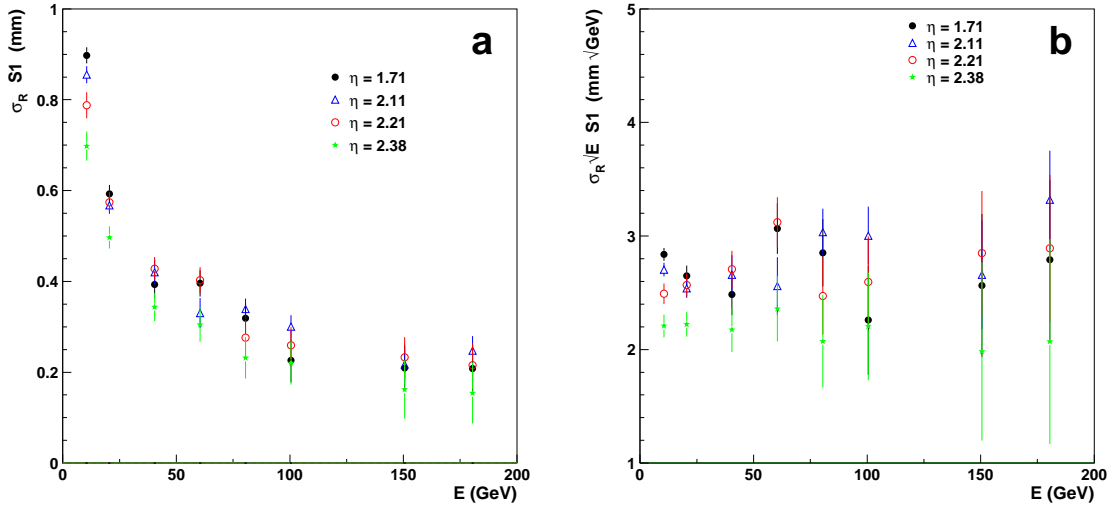


FIG. 4.73: a- Résolution en position de la direction R (σ_R) dans $S1$ en fonction de l'énergie pour $\eta = 1.71, 2.11, 2.21, 2.38$. b- $\sigma_R \cdot \sqrt{E}$ dans $S1$ en fonction de l'énergie pour $\eta = 1.7, 2.11, 2.21, 2.38$.

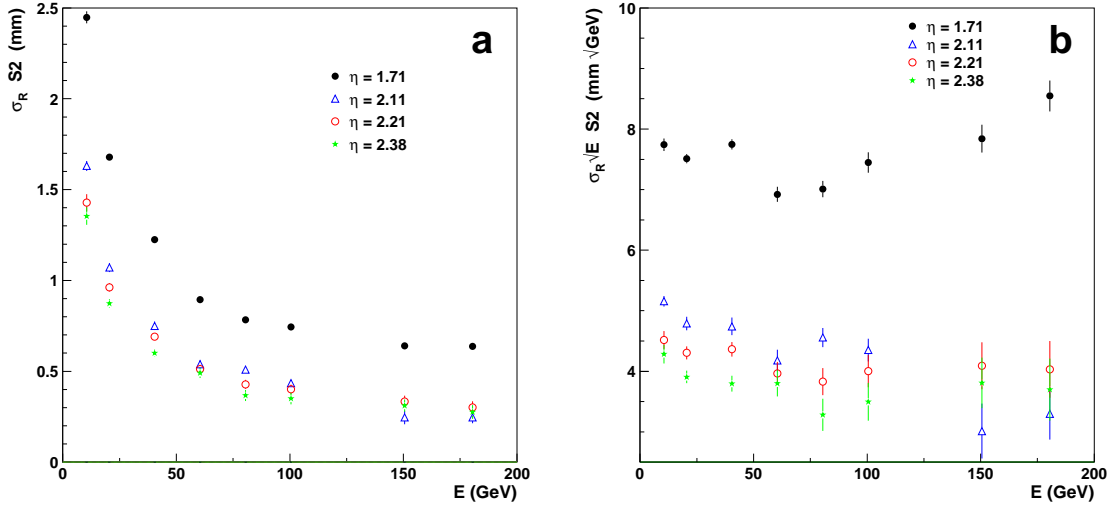


FIG. 4.74: a- Résolution en position de la direction R (σ_R) dans $S2$ en fonction de l'énergie pour $\eta = 1.7, 2.11, 2.21, 2.38$. b- $\sigma_R \cdot \sqrt{E}$ dans $S2$ en fonction de l'énergie pour $\eta = 1.7, 2.11, 2.21, 2.38$.

varie avec η (~ 4.2 cm pour $\eta = 1.7$ et ~ 2 cm pour $\eta = 2.2$). Pour les hautes énergie, la résolution σ_R est de 0.7 mm à $\eta = 1.71$ et de 0.3 mm pour les trois autres positions. $\sigma_R \cdot \sqrt{E(GeV)}$ est quant à lui compris entre 3 et 5 $mm \cdot \sqrt{GeV}$ pour les grands η et autour de 8 $mm \cdot \sqrt{GeV}$ pour $\eta = 1.71$. Ces résultats pour S1 et S2 sont compatibles avec ce qui est attendu par la simulation [135].

Résolution angulaire σ_θ

La détermination de l'angle polaire θ nécessite la position en R mesuré dans les deux premiers compartiments. L'angle θ est défini par :

$$\theta_{mes} = \arctan \frac{R_{S2}^{mes} - R_{S1}^{mes}}{z_{S2}^{calc} - z_{S1}^{calc}} \quad (4.70)$$

où $z_{S_i}^{calc}$ est le barycentre longitudinal de la gerbe électromagnétique calculé à l'aide de l'équation du développement d'une gerbe [137] :

$$\frac{dE}{dt} = E_i b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (4.71)$$

où E_i est l'énergie de la particule incidente, t est la profondeur en longueur de radiation ($t = z/X_0$) et a et b [136] :

$$\ln a = 0.1430 \ln E_i(GeV) + 0.160 \quad (4.72)$$

$$\ln b = 0.0201 \ln E_i(GeV) - 0.939 \quad (4.73)$$

Polar angle resolution at $\eta = 2.2$

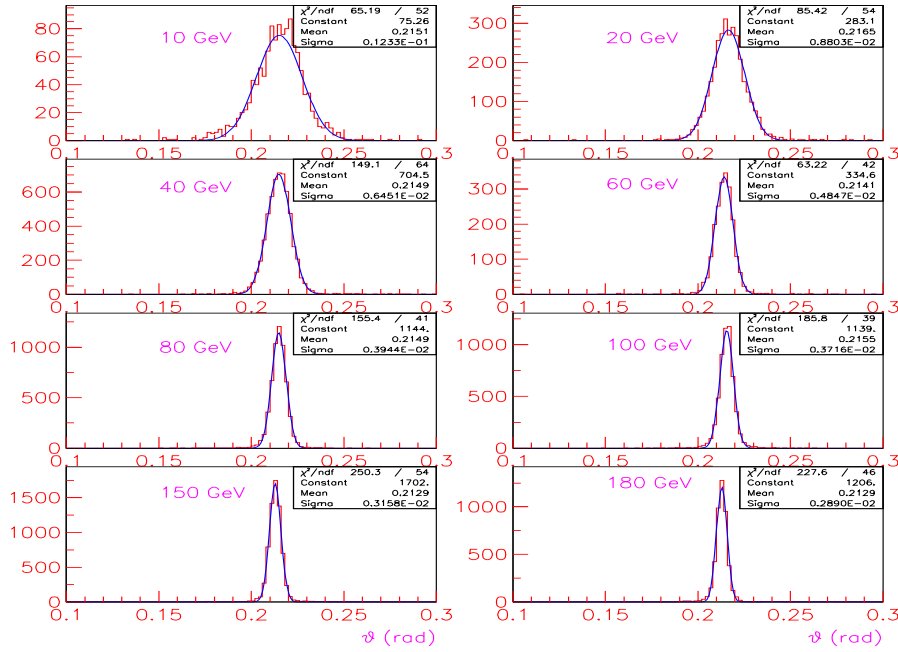


FIG. 4.75: *Distribution de l'angle polaire θ_{mes} à $\eta = 2.21$ pour différentes énergies (10-180 GeV).*

La distribution de θ_{mes} est centrée sur la valeur moyenne de l'angle polaire et son écart quadratique moyen donne la résolution angulaire à laquelle il convient de retrancher quadratiquement la divergence du faisceau déterminée à l'aide de l'extrapolation des chambre à fils. La figure 4.75 montre les distributions de θ_{mes} pour les huit énergie à $\eta = 2.21$. La figure 4.76a présente la résolution σ_θ en fonction de l'énergie. Sa variation a la même forme que la résolution en énergie avec une asymptote aux hautes énergies (~ 2.5 mrad pour $E=180$ GeV à $\eta = 2.38$, ~ 5 mrad à $\eta = 1.71$). La précision de mesure de l'angle polaire dépend aussi de la position sur le calorimètre, car θ est déterminé à l'aide de la position dans S2 dont la résolution σ_R varie avec η .

Afin de comparer avec [138] (résolution angulaire pour des photons d'énergie transverse de 25, 50 et 80 GeV), $\sigma_\theta \cdot \sqrt{E}$ est représenté en fonction de l'énergie sur la figure 4.76b. Il est attendu un terme $\sigma_\theta \cdot \sqrt{E}$ autour de 50 mrad $\cdot\sqrt{GeV}$. La figure 4.76b montre un terme autour de 40 mrad $\cdot\sqrt{GeV}$ pour $\eta > 2.0$ et compris entre 50 et 60 mrad $\cdot\sqrt{GeV}$ pour $\eta = 1.71$. La résolution sur l'angle polaire θ est donc en accord avec ce qui est attendu par la simulation.

4.11 Conclusion sur les performances du Module 0

Les études de l'uniformité de la réponse du détecteur et de la diaphonie ont permis de mieux comprendre le comportement du détecteur. Les résultats de ces études, confrontés et comparables à ceux du tonneau, ont amené la collaboration à modifier les cartes mères,

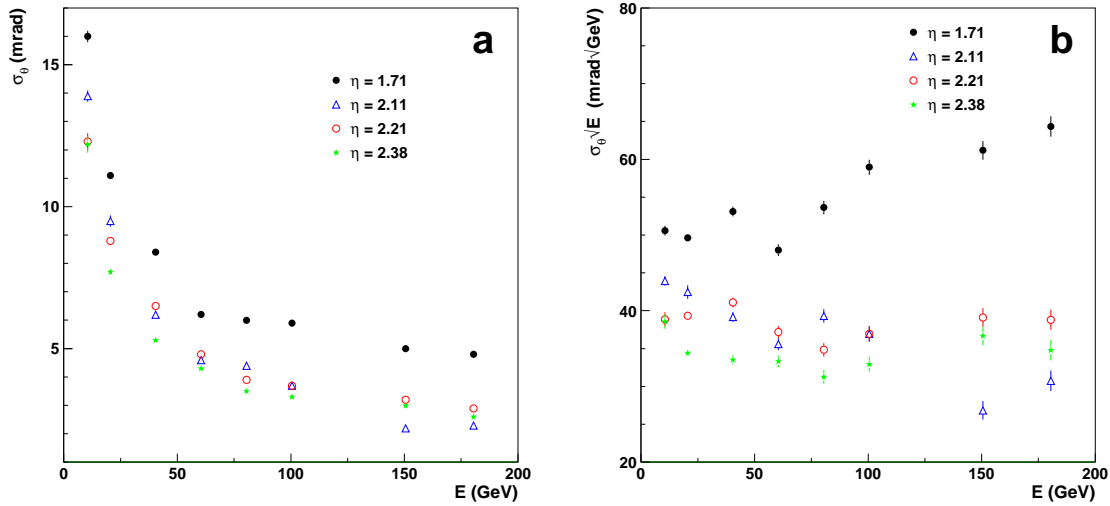


FIG. 4.76: a- Résolution angulaire (σ_θ) en fonction de l'énergie pour $\eta = 1.71, 2.11, 2.21, 2.38$. b- $\sigma_\theta \cdot \sqrt{E}$ en fonction de l'énergie pour $\eta = 1.71, 2.11, 2.21, 2.38$.

le retour à la masse et les cartes sommatrices.

Les résolutions en énergie et spatiale du bouchon respectent le cahier des charges, attestant que le détecteur à un fonctionnement local comme celui attendu.

Enfin, le Module 0 a permis d'améliorer et d'approuver la procédure de montage. Les espaceurs ont été modifiés afin de résoudre le problème de la tenue en haute tension du détecteur et le problème de foisonnement. Le premier module d'ATLAS qui a été empilé, câblé, entre février et avril 2001, et testé électriquement à chaud et dans l'argon liquide n'a présenté aucun problème et est prêt pour être testé sous faisceaux (août 2001).

Chapitre 5

Mesure de la corrélation de spin des paires $t\bar{t}$ dans le canal semileptonique dans l'expérience ATLAS

5.1 Introduction

Le quark top a été découvert en 1994 par les expériences CDF [139] et DØ[140] au Fermilab avec une masse mesurée respectivement de $176 \pm 8 \pm 10$ GeV et $199_{-21}^{+19} \pm 22$ GeV. L'augmentation de la statistique dans les différents canaux de désintégration des paires $t\bar{t}$ a permis d'améliorer la précision sur la masse du quark top qui est maintenant à 174.3 ± 5.1 GeV [141].

Mais cette statistique accumulée n'est pas suffisante pour explorer finement les propriétés du quark top. L'étude de ces propriétés, outre de tester le Modèle Standard, devrait permettre de mettre en évidence des manifestations de nouvelles physiques, notamment en accédant aux propriétés des vertex de production et de désintégration du quark top. Par exemple, une violation de CP dans le secteur du Higgs [142] ou une violation de la structure V-A du courant chargé dans le vertex tbW [143].

Avec un taux de production attendu à plus de huit millions de paires $t\bar{t}$ par an à basse luminosité ($10 fb^{-1}$), voir fig. 2.5 et ref. [30], l'expérience ATLAS auprès du LHC est donc une réelle occasion d'étudier avec précision le quark top et de mettre en évidence les signatures prédites par des modèles au delà du Modèle Standard. L'étude des corrélations de spin dans les paires $t\bar{t}$, durant les trois premières années de fonctionnement à basse luminosité, est un moyen efficace d'analyser des effets potentiel de cette nouvelle physique. Les effets attendus sont faibles et nécessitent une grande sensibilité de mesure. Ce chapitre est dédié à la capacité que peut offrir ATLAS à mesurer ces corrélations de spin dans les paires $t\bar{t}$ et à sa sensibilité de mesurer les écarts au Modèle Standard.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation du cadre théorique des corrélations de spin. Seront abordés successivement la production des paires $t\bar{t}$, puis leur désintégration et finalement l'expression de la corrélation de spin dans les observables des particules issues des quarks top. La seconde partie sera dédiée à la mesure des effets de corrélation de spin dans l'expérience ATLAS et à la détermination de la sensibilité qu'il est possible d'atteindre.

5.2 Production des paires $t\bar{t}$

Les deux principaux modes de production de paires $t\bar{t}$ dans un collisionneur hadronique sont la fusion de gluons et l'annihilation quark-antiquark ($q\bar{q}$), représentés au premier ordre sur la figure 5.1. Avec une section efficace de production de 833 pb [144], le LHC produira, pour des collisions pp de 14 TeV dans le centre de masse et à basse luminosité, plus de huit millions de paires $t\bar{t}$ par an, essentiellement dans le mode de fusion de gluons (90% des cas). A titre de comparaison, le mode de production des paires $t\bar{t}$ est inversé dans le collisionneur $p\bar{p}$ Tevatron (80% via l'annihilation de quark-antiquark) qui, avec une énergie dans le centre de masse de 2 TeV, produira 16 000 et 240 000 $t\bar{t}$ par an respectivement pendant le "Run 2" ($2 fb^{-1}$) et le "Run 3" ($30 fb^{-1}$) [145].

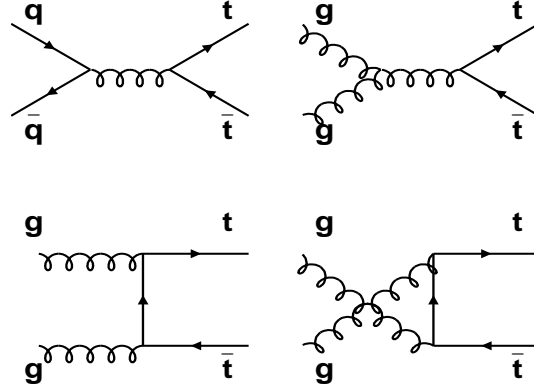


FIG. 5.1: Diagrammes de premier ordre de production des paires $t\bar{t}$.

Dans le Modèle Standard, les quarks top, pris individuellement, ne sont pas polarisés dans une direction préférentielle lors de la production des paires $t\bar{t}$, c'est-à-dire que, dans la base d'hélicité, il y a autant de top avec une hélicité gauche (L) que de top avec une hélicité droite (R). Cependant, on peut distinguer les paires $t\bar{t}$ qui ont des hélicités identiques, notées LL ou RR, et les paires qui ont des hélicités opposées, notées LR ou RL. Leur section efficace de production, dépendant du mode, est donné, pour la fusion de gluon, par [146] :

$$\frac{d^2\sigma_{LL+RR}(gg \rightarrow t\bar{t})}{d\beta d\cos\theta^*} = \frac{16}{3}g_s^4 \frac{7 + 9\beta^2 \cos^2\theta^*}{(1 - \beta^2 \cos^2\theta^*)^2} (1 - \beta^2)(1 + \beta^2 + \beta^2 \sin^4\theta^*) \quad (5.1)$$

$$\frac{d^2\sigma_{LR+RL}(gg \rightarrow t\bar{t})}{d\beta d\cos\theta^*} = \frac{16}{3}g_s^4 \frac{7 + 9\beta^2 \cos^2\theta^*}{(1 - \beta^2 \cos^2\theta^*)^2} \beta^2 \sin^2\theta^* (1 + \cos^2\theta^*) \quad (5.2)$$

et pour l'annihilation $q\bar{q}$ par :

$$\frac{d^2\sigma_{LL+RR}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t})}{d\beta d\cos\theta^*} = 8g_s^4 (1 - \beta^2) \sin^2\theta^* \quad (5.3)$$

$$\frac{d^2\sigma_{LR+RL}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t})}{d\beta d\cos\theta^*} = 8g_s^4 (1 + \cos^2\theta^*) \quad (5.4)$$

où g_s est la constante de couplage QCD, β et θ^* sont respectivement la vitesse du top (en unité de célérité) et l'angle entre le spin et l'impulsion du top dans le référentiel du centre de masse de la paire $t\bar{t}$.

Les équations 5.1 à 5.3 montrent que les productions des paires $t\bar{t}$ avec une hélicité identique et avec une hélicité opposée sont supprimées respectivement pour $\beta \rightarrow 1$ et $\beta \rightarrow 0$. En d'autres termes, les paires $t\bar{t}$ sont principalement produites avec une hélicité identique près du seuil de production et avec une hélicité opposée pour les quarks relativistes. Cette caractéristique conduit à une asymétrie A du nombre de paires avec une hélicité identique et opposé qui dépend de l'énergie pour produire les $t\bar{t}$. Cette asymétrie s'écrit :

$$A = \frac{N_{LL+RR} - N_{LR+RL}}{N_{LL+RR} + N_{LR+RL}} \quad (5.5)$$

où $N_{LL,RR}$ ($N_{LR,RL}$) le nombre de paires avec une hélicité identique (opposée). Au LHC, en intégrant sur tout le spectre en énergie, le Modèle Standard prédit une asymétrie de 0.33 ± 0.01 [147]. Il existe donc une corrélation de spin, ici exprimée dans la base d'hélicité, entre les quarks top lors de la production des paires $t\bar{t}$, puisqu'environ deux tiers des paires sont produites avec une hélicité identique.

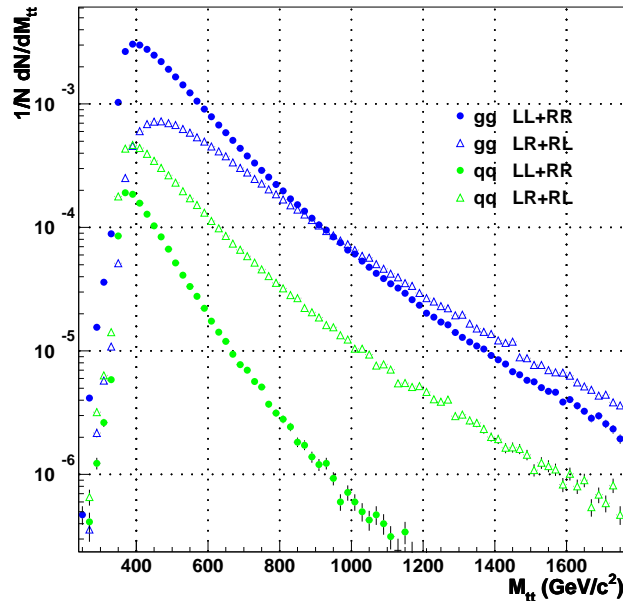


FIG. 5.2: Distribution des événements $t\bar{t}$, au LHC, normalisée au nombre total d'événements en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$ (en GeV/c^2) pour les quatre modes de production des $t\bar{t}$ dans le cas du Modèle Standard, la fusion de gluon donnant des hélicités $LL + RR$ (cercle plein) et $LR + RL$ (triangle plein) et l'annihilation $q\bar{q}$ donnant des hélicités $LL + RR$ (cercle vide) et $LR + RL$ (triangle vide).

La distribution des événements en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$ ($M_{t\bar{t}}$), normalisée au nombre total d'événements $t\bar{t}$, est présenté sur la figure 5.2 pour les deux

modes de production du top d'hélicités identique et opposée. Ces distributions illustrent le comportement des sections efficaces des équations 5.1 à 5.3 et permettent de visualiser l'asymétrie A , figure 5.3. Cette asymétrie est un paramètre important dans l'observation de la corrélation de spin à travers les particules issues de la désintégration des quarks t et \bar{t} .

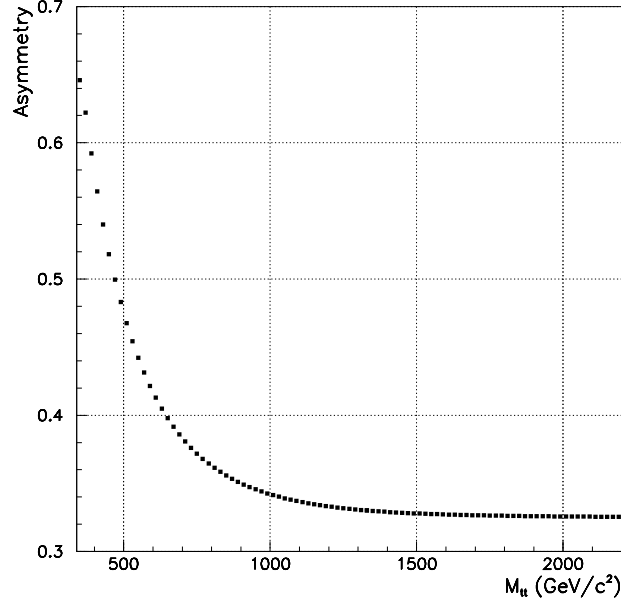


FIG. 5.3: *Asymétrie de l'hélicité des paires $t\bar{t}$ pour un lot d'événement dont la masse invariante est inférieure à $M_{t\bar{t}}$.*

5.3 Désintégration du quark top

Dans le Modèle Standard, le quark top se désintègre, avec un rapport d'embranchement supérieur à 99%, en un quark b (d'hélicité gauche) et un boson W réel polarisé longitudinalement (hélicité nulle) dans $P_{W_L} = m_t^2/(m_t^2 + 2M_W^2) = 70\%$ des cas et transversalement autrement. Au premier ordre, sa largeur de désintégration est :

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+) = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2M_W^2}{m_t^2}\right) \quad (5.6)$$

avec M_W la masse du W , m_t celle du top, G_F la constante de couplage de Fermi et V_{tb} le couplage tb de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [2]. Pour un quark top de $174 \text{ GeV}/c^2$, la largeur $\Gamma(t \rightarrow bW^+)$ est de 1.5 GeV et la durée de vie du top correspondante est de $5 \times 10^{-25} \text{ s}$, soit environ dix fois plus faible que le temps moyen d'hadronisation. Le quark top se désintègre donc avant de s'hadroniser [148, 149] et avant que l'interaction forte ait eu le temps de dépolariser son spin [150]. Ainsi les propriétés du spin du top

Particule	Coefficient de corrélation α	α pour $m_t = 174 \text{ GeV}/c^2$ et $M_W = 80.4 \text{ GeV}/c^2$
e^+, \bar{d}, \bar{s}	1	1
ν, u, c	$\frac{(\xi-1)(\xi^2-11\xi-2)+12\xi\ln\xi}{(\xi+2)(\xi-1)^2}$	-0.326
W^+	$\frac{\xi-2}{\xi+2}$	0.4
b	$-\frac{\xi-2}{\xi+2}$	-0.4

TAB. 5.1: Coefficient de corrélation α en fonction de $\xi = m_t^2/M_W^2$ pour les particules issues de la désintégration d'un quark top d'hélicité droite dans l'approximation $m_b = 0$ et pour les valeurs standards de m_t et M_W [141, 155].

peuvent être transmises aux produits de désintégration, le b et le W , puis aux produits de désintégration du W .

Le boson W se désintègre en paire lepton chargé–neutrino ou en paire quark–anti-quark. Il en résulte que l'état final de la désintégration du quark top est $t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell$ ou $t \rightarrow bq_1\bar{q}_2$ avec un rapport de branchement respectivement de 3/9 et 6/9.

Dans le Modèle Standard, la polarisation du quark top et la direction des particules issues de sa désintégration sont corrélées. Pour une désintégration leptonique, cette corrélation s'exprime dans l'élément de matrice correspondant de la façon suivante :

$$|M|^2 \sim \frac{m_t^2 E_\ell (m_t - 2E_\ell)}{(q^2 - M_W^2)^2 + \Gamma_W^2 M_W^2} (1 - h \cos \theta_\ell^*) \quad (5.7)$$

où E_ℓ est l'énergie du lepton chargé, θ_ℓ^* est l'angle entre la direction du lepton et l'axe de spin du quark top dans le référentiel du top, q est la somme des quadri-vecteurs impulsion du lepton chargé et du neutrino, et h le facteur de corrélation égal à 1 (-1) pour la désintégration du top (anti-top). Ce facteur est égal à 0 dans un model dit Standard sans corrélation, que l'on utilisera par la suite à titre de comparaison avec le Modèle Standard afin d'évaluer l'efficacité de mesure des effets de corrélation de spin.

Dans le référentiel du top, la distribution angulaire des particules issues du quark top rapportée à l'axe de son spin révèle de façon simple cette corrélation [146] :

$$\frac{1}{N_{tot}} \frac{dN}{d \cos \theta_i^*} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_i \cos \theta_i^*) = f_{\alpha_i}(\cos \theta_i^*) \quad (5.8)$$

où θ_i^* est l'angle entre la particule i et l'axe du spin du top, défini par la direction du top, et α_i est le coefficient de corrélation. L'expression dans le Modèle Standard de α est données dans le tableau 5.1. En utilisant les valeurs standards de m_t et M_W [141, 155], pour un quark top d'hélicité droite, α est égal à 1 pour le lepton ℓ^+ , pour le quark \bar{d} ou \bar{s} , à -0.326 pour le neutrino, pour le quark u ou c , à -0.4 et à 0.4 respectivement pour le quark b et le boson W^+ . Le signe de α change en fonction de l'hélicité et l'on obtient les relations suivantes entre les coefficients de corrélation :

$$\begin{aligned} \alpha_i^R &= -\alpha_i^L \\ \bar{\alpha}_i^R &= -\bar{\alpha}_i^L \\ \bar{\alpha}_i^R &= \alpha_i^L \\ \bar{\alpha}_i^L &= \alpha_i^R \end{aligned}$$

où, par exemple, $\bar{\alpha}_i^L$ est le coefficient de corrélation d'une particule i issue de la désintégration d'un anti-top d'hélicité gauche. La figure 5.4 montre la distribution angulaire décrite par l'équation 5.8 des particules issues d'un quark top d'hélicité droite (lignes continues, discontinues et pointillées) et pour un lepton chargé ou un quark de type d/s provenant de la désintégration d'un top d'hélicité gauche (carrés).

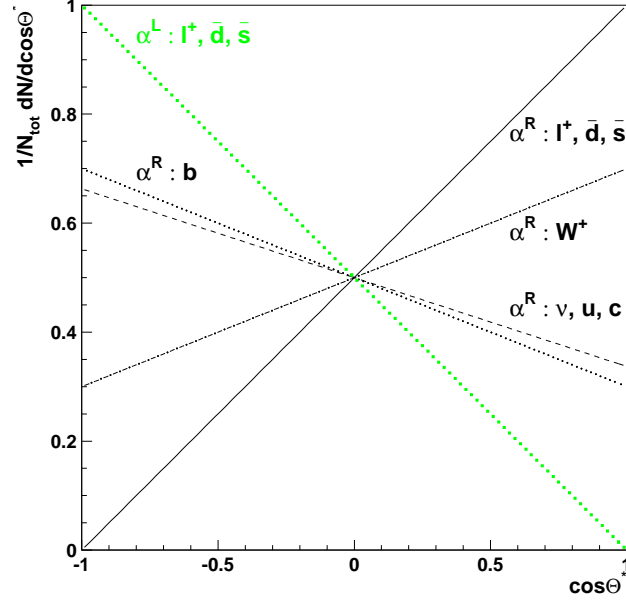


FIG. 5.4: *Distribution angulaire des produits de désintégration d'un top d'hélicité droite (lignes continues, discontinues et pointillées) et d'hélicité gauche (carrés) dans le cas du Modèle Standard.*

Comme le quark top est produit sans polarisation préférentielle, le nombre de top d'hélicité droite, noté t_R , et d'hélicité gauche, t_L , est le même. Cette proportion est retrouvée en calculant la probabilité P_i^R qu'une particule i issue du quark top, par exemple un lepton ℓ^+ , viennent d'un t_R :

$$P_i^R = \frac{\int_{-1}^1 f_{\alpha_i^R}(\cos \theta_i^*) d \cos \theta_i^*}{\int_{-1}^1 f_{\alpha_i^R}(\cos \theta_i^*) d \cos \theta_i^* + \int_{-1}^1 f_{\alpha_i^L}(\cos \theta_i^*) d \cos \theta_i^*} = \frac{1}{2} \quad (5.9)$$

Ainsi $P_i^R = P_i^L$. Lorsque l'on se place dans les conditions expérimentales, c'est-à-dire qu'on ne connaît pas la polarisation individuelle du t et du \bar{t} , la distribution angulaire de la particule i est $P_i^R \times (1 + \alpha_i^R \cos \theta_i^*)/2 + P_i^L \times (1 + \alpha_i^L \cos \theta_i^*)/2 = 1/2$. On peut conclure que la corrélation entre l'hélicité du t et la direction de la particule i issue du t ne peut pas être mise en évidence. Cependant, on peut augmenter P_i^R en sélectionnant les leptons ℓ^+ tel que $\cos \theta_{\ell^+}^* > y$, où y est une valeur dans l'intervalle $] -1, 1[$. Ainsi, en remplaçant

la limite -1 dans l'équation 5.9 par y , on obtient :

$$P_{\ell^+}^R(y) = \frac{2 + \alpha_{\ell^+}^R(1 + y)}{4} \quad (5.10)$$

où $P_{\ell^+}^R(y)$ est la probabilité que le lepton ℓ^+ provienne de la désintégration d'un t_R si $\cos \theta_{\ell^+}^* > y$. En d'autres termes, c'est la proportion de t_R ($P_{t_R} = P_{\ell^+}^R(y)$) dans un lot d'événement pour lesquels $\cos \theta_{\ell^+}^* > y$. Par exemple, si $y = 0$, alors $P_{\ell^+}^R(0) = 3/4$, soit qu'il y a 75% de top d'hélicité droite et 25% de top d'hélicité gauche dans le lot d'événement. En utilisant cette propriété et comme les paires $t\bar{t}$ sont produits majoritairement avec la même hélicité (amenant à une asymétrie A de 0.33), il en résulte que le nombre d'anti-top d'hélicité droite \bar{t}_R est supérieur au nombre d'anti-top d'hélicité gauche \bar{t}_L . En utilisant l'équation 5.5, on peut déduire une équation générale donnant la proportion de \bar{t}_R et de \bar{t}_L en fonction de P_{t_R} :

$$P_{\bar{t}_R} = \frac{1 - A(1 - 2P_{t_R})}{2} \quad (5.11)$$

$$P_{\bar{t}_L} = \frac{1 + A(1 - 2P_{t_R})}{2} \quad (5.12)$$

La distribution angulaire correspondante d'une particule j provenant d'un anti-top est alors :

$$\frac{1}{N_{tot}} \frac{dN}{d \cos \bar{\theta}_j^*} = \frac{1 + \bar{\alpha}_j^L A(1 - 2P_{t_R}) \cos \bar{\theta}_j^*}{2} \quad (5.13)$$

Pour mettre en évidence une corrélation entre l'hélicité du top et ses produits de désintégration dans les conditions expérimentales, une sélection des événements effectuée sur une des particules provenant d'un des tops des paires $t\bar{t}$ est nécessaire pour extraire la pente de la distribution angulaire des particules provenant de l'autre quark top. L'effet de la corrélation est donc proportionnel à : α de la particule servant à la sélection, α de la particule étudiée et à A , l'asymétrie. On notera que l'effet est dilué car toutes les grandeurs, en valeur absolue, sont inférieures à l'unité.

5.4 Expression de la corrélation de spin

En associant la corrélation de spin dans paires $t\bar{t}$ lors de la production (section 5.2) et la corrélation entre le spin du top et la direction des produits de désintégration (section précédente), une corrélation angulaire entre deux particules filles provenant de chaque top est attendue et s'exprime dans la distribution angulaire suivante [146] :

$$\frac{1}{N_{tot}} \frac{d^2 N}{d \cos \theta_i^* d \cos \bar{\theta}_j^*} = \frac{1}{4} (1 + \kappa \cos \theta_i^* \cos \bar{\theta}_j^*) \quad (5.14)$$

où θ_i^* ($\bar{\theta}_j^*$) est l'angle de la particule i (j) provenant de la désintégration du t (\bar{t}) par rapport à l'axe de spin du top (anti-top) dans le référentiel du top (anti-top) et κ est :

$$\kappa = A\alpha_i\bar{\alpha}_j \quad (5.15)$$

Dans le cas où il n'y a pas de corrélation entre la direction des particule et le spin du top, $\kappa = 0$ et l'équation 5.14 est égale à $1/4$. Comme il a été conclue dans la section précédente, l'effet de la corrélation de spin dans la distribution angulaire dépend à la fois de l'asymétrie A et du type de la particule, contenu dans le terme κ . κ sera maximum pour le canal de désintégration leptonique $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow \ell^+\nu_\ell b\ell^-\bar{\nu}_\ell \bar{b}$ et pour un lot d'événements uniquement composé d'hélicité identique ($A = 1$) ou d'hélicité opposée ($A = -1$). Nous avons vu que l'asymétrie au LHC est de 0.33, correspondant dans le canal dileptonique à un κ de $0.33 \times 1 \times (-1) = -0.33$. Cependant, il est possible d'augmenter la fraction d'événements d'hélicité identique en faisant une sélection sur la masse invariante $M_{t\bar{t}}$, suggéré par la figure 5.2. La figure 5.3 montre l'asymétrie A pour des événement dont la masse invariante $t\bar{t}$ est inférieure à $M_{t\bar{t}}$. Par exemple, l'asymétrie est de 0.42 pour un lot de paires $t\bar{t}$ avec une masse invariante inférieure à 600 GeV/c².

Les figures 5.5a-c montrent la distribution angulaire décrite par l'équation 5.14 pour le canal semileptonique $t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow \ell\nu_\ell bjj\bar{b}$ et pour trois combinaison de particules : **a-** entre un lepton (e^\pm or μ^\pm) et un quark d , **b-** entre un lepton et un quark u et **c-** entre un lepton et un quark d ou u . Dans ces trois cas, κ est respectivement -0.33, 0.108 et -0.111 pour $A = 0.33$. Dans les conditions experimentales, les quarks légers n'étant pas facilement identifiable, le cas de la figure 5.5c et la valeur de κ correspondante sont pris comme la référence pour le canal semileptonique.

Avant de choisir un canal pour étudier la corrélation de spin dans les paires $t\bar{t}$, il faut considérer la faisabilité de l'étude en examinant les avantages et inconvénient de chaque canal. Le canal dileptonique a le terme de corrélation ($\kappa=-0.33$) le plus élevé et le bruit de fond le plus bas [151]. Mais, d'après le tableau 5.2, ce canal souffre de la plus faible statistique. Le canal semileptonique a un terme de corrélation plus petit ($\kappa = -0.111$) mais une statistique de production six fois plus élevée. Le bruit de fond attendu est plus important mais peut efficacement être réduit ([151] et section 5.6.3). Le canal hadronique (six jets dans l'état final) a le terme de corrélation le plus bas ($\kappa = -0.04$) et le bruit de fond le plus élevé [151]. Bien que la statistique soit la plus favorable des trois canaux, ce canal semble le moins prometteur pour étudier la corrélation de spin. Seuls les deux premiers canaux sont donc potentiellement intéressant en vue de mettre en évidence des effets de nouvelle physique.

5.5 Effet de la corrélation de spin dans les distributions angulaires des produits de désintégration du canal dileptonique : $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow \ell^+\nu_\ell b\ell^-\bar{\nu}_\ell \bar{b}$

Ce canal a déjà été étudié au sein de la collaboration ATLAS [147]. Leurs résultats montrent la possibilité de mesurer les effets de la corrélation de spin dans les distributions des angles entre le lepton (e^+, μ^+) issue du t et celui du \bar{t} (e^-, μ^-) dans le référentiel du laboratoire. Pour comparer ce canal avec le canal semileptonique, un lot d'événements, correspondant à un an à basse luminosité, a été simulé avec une version de PYTHIA 5.7 [152] modifiée par J.Simak et al. [147] pour incorporer la corrélation de spin non implémentée dans la version originale. Les paramètres par défaut de PYTHIA ont été

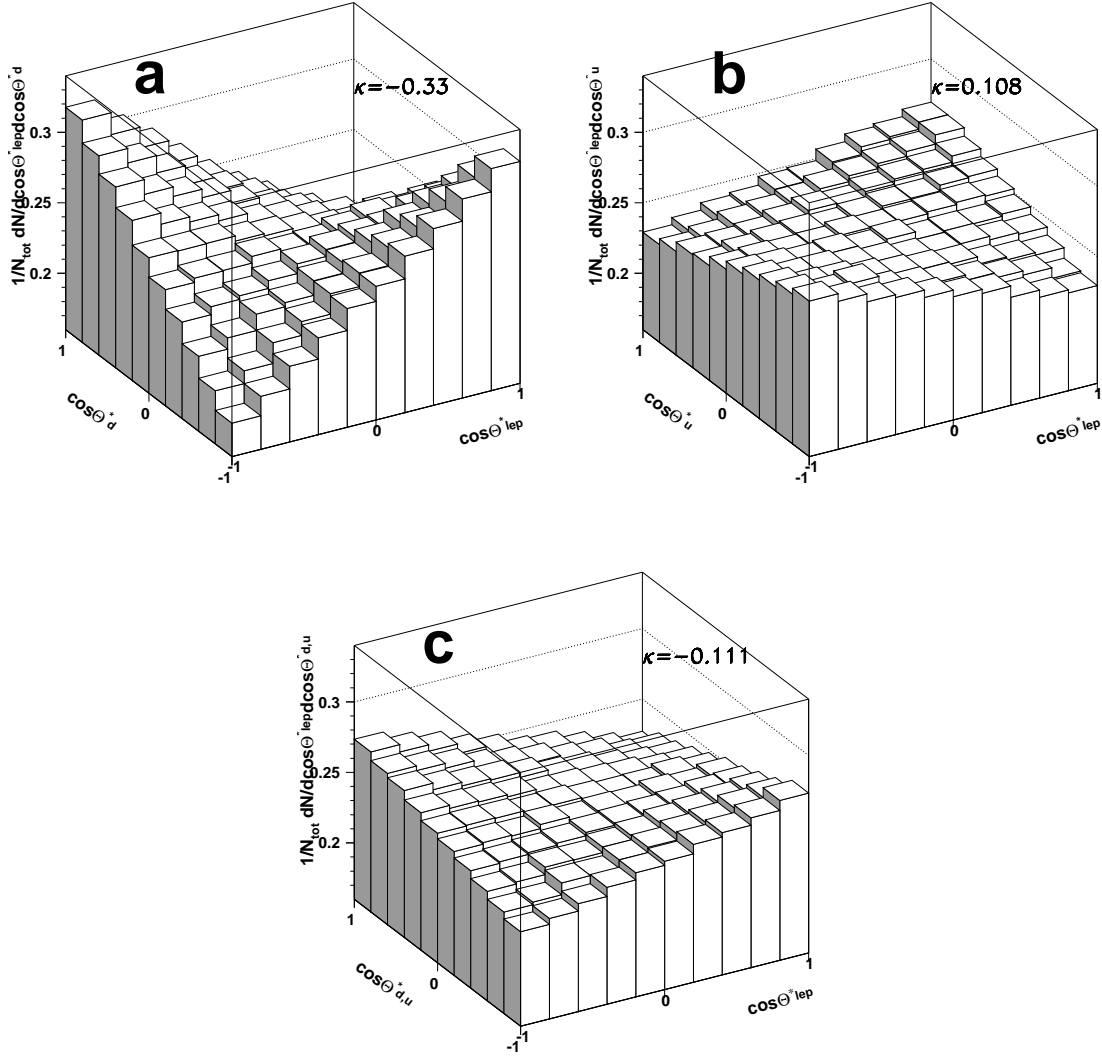


FIG. 5.5: *Distribution angulaire, prédite par le Modèle Standard, entre deux particules l'une provenant d'un t et l'autre d'un \bar{t} : a- angle entre un lepton (e^\pm, μ^\pm) et un quark d, b- angle entre un lepton et un quark u, c- angle entre un lepton et un quark d ou u.*

Canal	Rapport de branchement	Nombre de $t\bar{t}$ par an à basse luminosité ($10 fb^{-1}$)
Dileptonique $\ell^+ \nu_\ell \bar{b} \ell^- \bar{\nu}_\ell b$ ($\ell = e, \mu$)	4/81	$\sim 0.4 \times 10^6$
Semileptonique $\ell \nu_\ell b q \bar{q} b$ ($\ell = e, \mu$)	24/81	$\sim 2.4 \times 10^6$
Hadronique $q \bar{q} b q \bar{q} b$	36/81	$\sim 3.6 \times 10^6$

TAB. 5.2: *Rapport de branchement et nombre d'événement par an à basse luminosité. Les canaux présentant un lepton τ ne sont pas traité dans les études de corrélation de spin.*

utilisé excepté les radiations dans l'état initial et final, comme dans [147]. Les événements sont reconstruits avec une simulation rapide du détecteur ATLAS : ATLFAST 2.22 [153].

Parce que la présence de deux neutrinos dans l'état final rend difficile la reconstruction des particules dans le référentiel du top, l'effet de la corrélation de spin est mesuré à l'aide des variables $\cos \theta_{\ell\ell}$, l'angle polaire entre les deux leptons chargés et $\phi_{\ell\ell}$ l'angle azimutal correspondant, dans le référentiel du laboratoire. Pour un an à basse luminosité ($10 fb^{-1}$) et en appliquant les sélections suivantes (identiques à [147]) :

- deux leptons isolés de charge opposée avec pour chacun $|\eta| < 2.5$
- une coupure sur l'impulsion transverse du “premier” lepton (classé par ordre croissant en p^T), $p_\ell^T > 35 \text{ GeV}/c$ et du “second” lepton, $p_\ell^T > 25 \text{ GeV}/c$
- pour les cas e^+e^- , où $\mu^+\mu^-$: $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 10 \text{ GeV}/c^2$
- une coupure sur l'impulsion transverse manquante : $p_{miss}^T > 40 \text{ GeV}/c$
- deux jets avec une impulsion transverse $p_j^T > 15 \text{ GeV}/c$

on obtient les résultats présentés sur les figures 5.6a-d, identique à ceux de [147]. Les figures 5.6a-b montrent les distributions de $\cos \theta_{\ell\ell}$ et $\phi_{\ell\ell}$ pour le Modèle Standard (SM) et pour un modèle sans corrélation (NC) et les figures 5.6c-d donnent la différence fractionnelle entre les deux modèles (SM-NC/SM). L'effet maximum de corrélation est de 5% pour $\phi_{\ell\ell}$ et de 3% pour $\cos \theta_{\ell\ell}$. Les erreurs représentées sont uniquement les erreurs statistiques.

Pour comparer le canal semileptonique à celui-ci, un estimateur de puissance d'identification de la corrélation de spin, χ^2/ndf , est défini, en utilisant la différence fractionnelle entre les deux modèles, comme :

$$\chi^2/ndf = \frac{1}{N_{bin}} \sum_{i=1}^{N_{bin}} \frac{\left(\frac{F_i^{SM}(x) - F_i^{NC}(x)}{F_i^{SM}(x)} \right)^2}{\sigma_i^2(x)}, \quad x = \cos \theta, \phi \quad (5.16)$$

où F_i^Y est la valeur de la distribution angulaire ($1/N_{tot} dN/dx$) du modèle Y pour le bin i , $\sigma_i(x)$ est l'erreur sur la différence fractionnelle calculé pour le bin i et N_{bin} est le nombre de

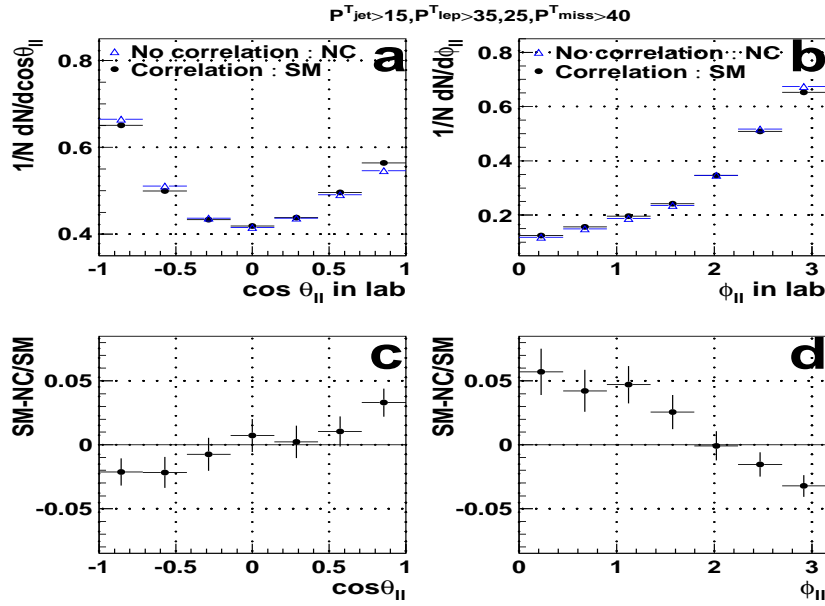


FIG. 5.6: Distributions angulaires de $\cos \theta$ (a) et ϕ (b) entre les deux leptons chargés pour le Modèle Standard et un modèle sans corrélation de spin. c) et d) montrent les différences fractionnelles correspondantes.

	χ^2/ndf	
	$\cos \theta_{\ell\ell}$	$\phi_{\ell\ell}$
$\kappa_{SM} = -0.33, \kappa_{NC} = 0$	2.5	6.8

TAB. 5.3: Valeur de l'estimateur de puissance d'identification de la corrélation de spin, χ^2/ndf , comparant le Modèle Standard à un modèle sans corrélation de spin pour le canal dileptonique.

bins. Un χ^2/ndf inférieur ou égal à un implique que les deux modèles sont indiscernable. Le tableau 5.3 donne la valeur de χ^2/ndf qui compare le Modèle Standard ($\kappa = -0.33$ au modèle sans corrélation ($\kappa = 0$). L'effet de la corrélation de spin est plus prononcé avec la variable $\phi_{\ell\ell}$ car l'angle azimutal est moins sensible au boost du référentiel du top que l'angle polaire. Il en résulte un estimateur 2.7 fois plus élevé pour $\phi_{\ell\ell}$ que pour $\cos \theta_{\ell\ell}$.

Ces résultats ne prennent pas en compte les radiations dans l'état initial et final. Les radiations peuvent influencer les distributions angulaires et diluer l'effet de la corrélation de spin. Néanmoins, en faisant l'hypothèse que la dilution est négligeable dans le canal dileptonique¹, hypothèse qui doit être confirmée, ces résultats sont gardés comme référence pour la comparaison avec le canal semileptonique.

¹La reconstruction de l'impulsion et de l'énergie des leptons n'est pas trop affectée par la radiation, contrairement à la reconstruction des jets

5.6 Effets de la corrélation de spin dans les distributions angulaires des produits de désintégration du le canal semileptonique : $t\bar{t} \rightarrow W^+bW\bar{b} \rightarrow \ell\nu bj\bar{j}b$

Par rapport au canal dileptonique, ce canal est statistiquement très avantageux. Le nombre d'événement produit est six fois plus grand que pour le canal dileptonique. Cependant, la valeur de κ est plus faible car les quarks légers sont indiscernables. Si la proportion de quark de type u et d est égale, alors κ vaut $0.33 \times (1 \times (-1) + 1 \times 0.326) / 2 = -0.111$. De plus, la radiation de l'état initial et final et le bruit de fond ont une influence plus importante sur le signal que pour le canal dileptonique. Ils vont contribuer à diluer l'effet de la corrélation de spin dans les distribution angulaire.

Après avoir présentés les critères de sélection, un lot d'événements, équivalents à un an de basse luminosité, sans radiation (ISR, FSR) et sans bruit de fond (BdF), simulé d'une manière identique au canal dileptonique, est étudié afin de mettre en avant le potentiel de mesure que peut fournir ce canal. La radiation et le bruit de fond sont ensuite rajoutés dans l'analyse afin de mesurer leurs impact sur la sensibilité de détection des effets de corrélation de spin dans ce canal.

5.6.1 Sélection des événements

Un événement est sélectionné s'il y a au moins 4 jets (reconstruit dans un cône de rayon 0.7). Deux de ces jets doivent être étiquetés comme des jets de b (efficacité d'étiquetage des b fixée à 60% avec une pureté de 99%). De plus, un lepton (e, μ) isolé est requis. Une coupure sur la pseudo-rapacité est appliquée sur les jets et le lepton : $|\eta| < 2.5$. Pour l'analyse sans radiation et sans bruit de fond, les coupures sur les impulsions transverses sont les coupures standards utilisées dans [154] :

- Lepton : $p_\ell^T > 20 \text{ GeV}/c$
- Jet : $p_j^T > 20 \text{ GeV}/c$
- Impulsion manquante : $p_{miss}^T > 20 \text{ GeV}/c$

Pour les événements dont le nombre de jets de quarks légers (non étiquetés) est supérieur à deux, lorsque la radiation est ajoutée, la paire de jets sélectionnée est celle dont la masse invariante M_{jj} est la plus proche de la masse du W ($M_W=80.4 \text{ GeV}/c^2$ [155]). Ensuite, seuls les événements dont la masse invariante M_{jj} est dans un intervalle de $\pm 20 \text{ GeV}/c^2$ autour de la masse du W sont sélectionnés, ceci afin de réduire le bruit de fond et d'éliminer les événements mal reconstruits.

5.6.2 Effet de la corrélation de spin sans radiation ni bruit de fond

La distribution du cosinus de l'angle polaire ($\cos\theta_{\ell j}$) entre le lepton et un jet issu de la désintégration d'un top dans le référentiel du laboratoire est représenté sur la figure 5.7a pour les deux modèles (SM et NC). La distribution de l'angle azimutal $\phi_{\ell j}$ pour ces deux particules est montrée sur la figure 5.7b. Parce qu'il n'y a pas d'identification des

Sans ISR, sans FSR, sans BdF ($\kappa_{SM} = -0.111, \kappa_{NC} = 0$)	χ^2/ndf	
	$\cos \theta_{\ell j}$	$\phi_{\ell j}$
	3.3	5.7

TAB. 5.4: Estimateur de la puissance d'identification de la corrélation de spin, χ^2/ndf , entre le Modèle Standard avec (SM) et sans (NC) corrélation pour le canal semileptonique.

quarks légers, les deux jets qui ne sont pas étiquetés comme des jets de b contribuent à la distribution. Ainsi, on a le même nombre de jets avec $|\alpha| = 1$ que $|\alpha| = 0.326$.

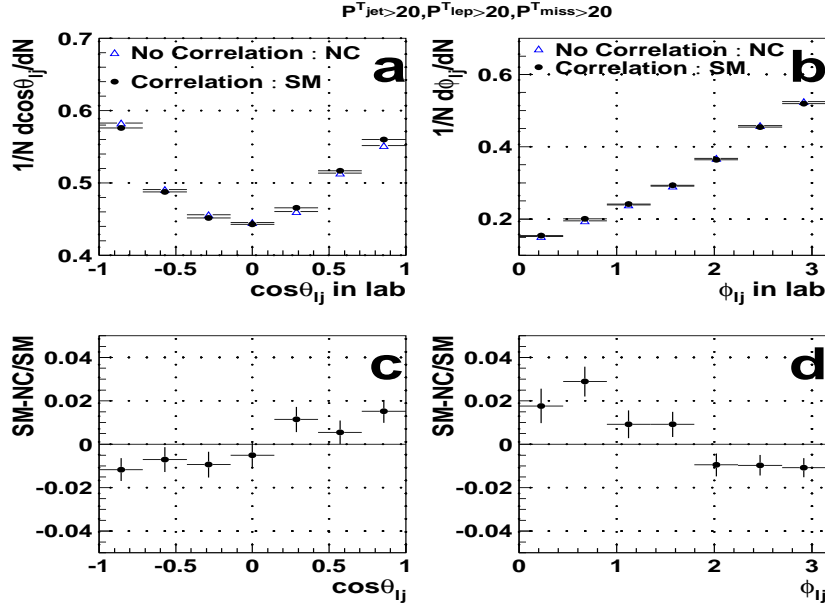


FIG. 5.7: Distributions angulaires de $\cos \theta_{\ell j}$ (a) et $\phi_{\ell j}$ (b) entre le lepton et le jet pour le Modèle Standard avec (SM) et sans corrélation (NC). c) et d) montrent les différences fractionnelles entre les distributions des deux modèles.

Les figures 5.7c-d montrent la différence fractionnelle des distributions angulaires des deux modèles. Un effet maximum entre les deux distributions (SM) et (NC) de 3% est observé pour $\phi_{\ell j}$ et autour de 1.5% pour $\cos \theta_{\ell j}$. L'effet de la corrélation de spin suit une forme similaire à celle du canal dileptonique avec une amplitude plus faible mais avec des erreurs statistiques également plus faibles. Les valeurs de l'estimateur de puissance d'identification de la corrélation de spin données dans le tableau 5.4 sont comparables à celles du canal dileptonique.

On peut comparer ces résultats avec ce qui est attendu par la théorie. La figure 5.8 est équivalente à 5.4 mais au niveau de la génération des événements dans PYTHIA, c'est-à-dire sans l'acceptance du détecteur, sans les coupures et sans l'hadronisation. Un effet maximum de 1.5% est attendu. La comparaison de 5.7 et 5.8 montre que les distributions a-b sont déformées, dues aux coupures, et que c-d ont une forme similaire modulo les

fluctuations statistiques dont souffre la figure 5.7 liées aux effets d'acceptances.

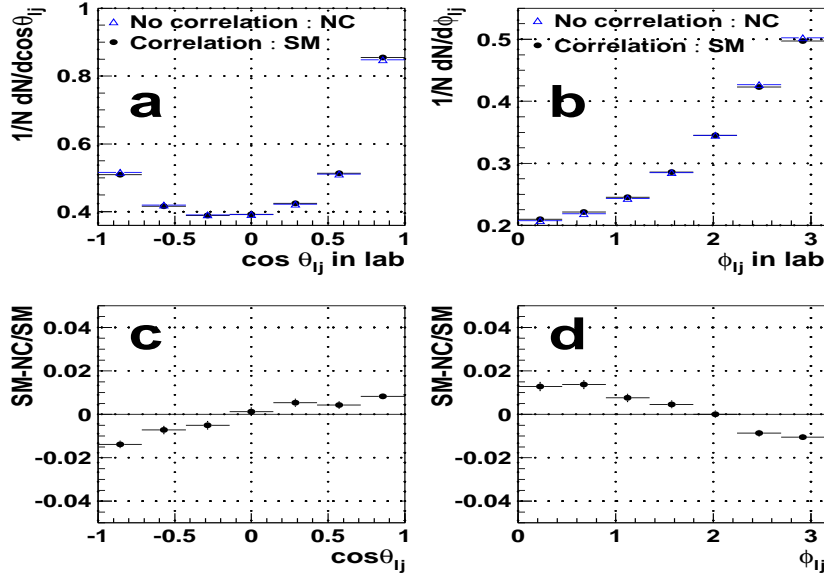


FIG. 5.8: Distributions angulaires de $\cos \theta_{l_j}$ (a) et ϕ_{l_j} (b) dans le référentiel du laboratoire au niveau de la génération des événements (PYTHIA, sans radiation, sans hadronisation, sans coupure) pour les deux modèles et pour un an à basse luminosité. c) et d) sont les différence fractionnelle correspondante entre les modèles SM et NC.

5.6.3 Effet de la corrélation de spin en incluant les radiations et le bruit de fond

Etude du bruit de fond

Les principales sources de bruit de fond du canal semileptonique (au moins quatre jets, un lepton et de l'énergie manquante dans l'état final) sont les canaux $W + f$, $W + g$, $b\bar{b}$, $\gamma^*/Z^0 + f$, $\gamma^*/Z^0 + g$ et γ^*/Z^0 . Les sources avec une section efficace de production plus faible sont également incluses dans l'analyse comme $Wb\bar{b}$, Z^0Z^0 , Z^0W et WW . Malgré un taux de production six ordres de grandeur plus important que le signal, le bruit de fond peut être facilement réduit, à un niveau comparable au signal, lorsqu'au moins quatre jets ($|\eta| < 2.5$) dont deux étiquetés comme des b et un lepton isolé ($|\eta| < 2.5$) sont requis. Une coupure supplémentaire sur la masse invariante M_{jj} , $|M_{jj} - M_W| < 20 \text{ GeV}/c^2$, réduit encore le bruit de fond d'un facteur 2.

Parce que les événements $t\bar{t}$ ont des impulsions transverses élevées par rapport au bruit de fond, des coupures sur p^T peuvent également être appliquées pour augmenter la réjection. Les figures 5.9a-b montrent le nombre de $t\bar{t}$ et de bruit de fond en fonction d'une variété de coupures classées comme suit :

- 4 coupures sur l'impulsion transverse des jets p_j^T : 15, 20, 30, 40 GeV/c. Les régions, sur les figures 5.9a-b, pour lesquelles la coupure sur p_j^T est constante sont séparées par une ligne verticale continue.
- 3 coupures sur l'impulsion transverse du lepton p_ℓ^T : 10, 15, 20 GeV/c. Les régions, sur les figures 5.9a-b, pour lesquelles la coupure sur p_ℓ^T est constante sont séparées par une ligne discontinue.
- 3 coupures sur l'impulsion transverse manquante p_{miss}^T : 10, 15, 20 GeV/c. La coupure varie dans chaque zone délimitée par les lignes discontinues.

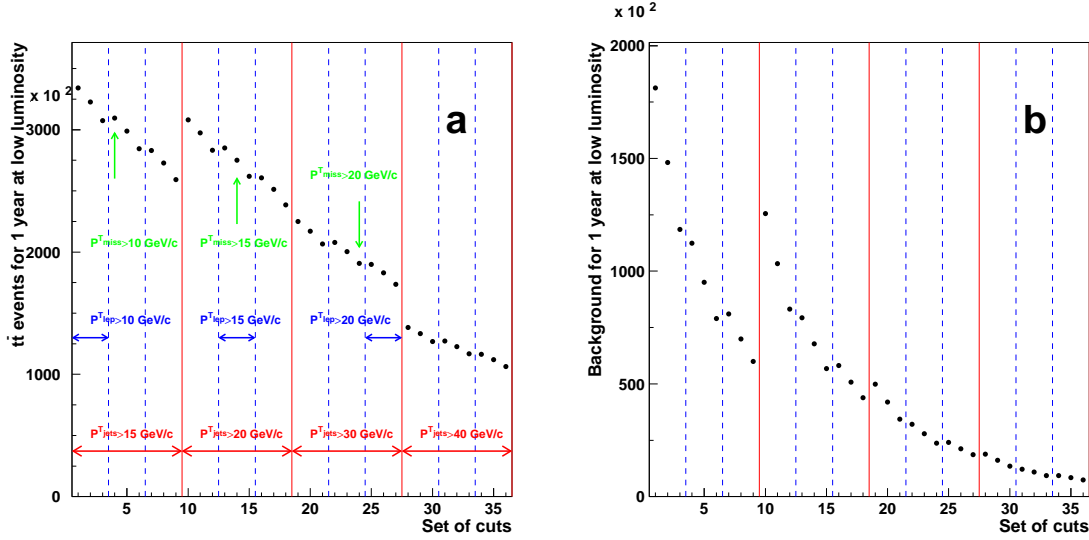


FIG. 5.9: Nombre de $t\bar{t}$ (a) et de bruit de fond (b) en fonction des coupures pour un ans à basse luminosité. Les lignes verticales continues et discontinues définissent les zones de coupures constantes respectivement sur les jet et sur le lepton.

Pour mesurer les faibles effets de corrélation de spin, une statistique élevée est nécessaire. Mais, un compromis entre un nombre élevé de $t\bar{t}$ et une réjection de bruit de fond importante doit être trouvé. La figure 5.10 présente le rapport S/\sqrt{B} qui donne une idée du compromis à trouver. La coupure $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (30, 20, 20)$ GeV/c donne le meilleurs S/\sqrt{B} . Cet ensemble de coupure est donc sélectionné pour la suite de l'analyse. Mais, un autre ensemble intéressant de coupures est $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (20, 20, 20)$ GeV/c. Il permet d'obtenir un tiers de paires $t\bar{t}$ de plus que l'ensemble de coupures $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (30, 20, 20)$ GeV/c, correspondant à plus de 200 000 $t\bar{t}$ par an à basse luminosité (figure 5.9a).

Deux ensembles de coupures sont choisis pour mesurer l'effet de la corrélation de spin dans les distributions angulaires des produits de désintégration : $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (20, 20, 20)$ GeV/c (EC1) et $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (30, 20, 20)$ GeV/c (EC2). Le tableau 5.5 donne le nombre de bruit de fond et S/\sqrt{B} pour ces deux ensembles de coupures et les figures 5.11a-d montrent les distributions correspondantes de $\cos\theta_{\ell j}$ et $\phi_{\ell j}$ dans le laboratoire pour le signal et le bruit. Les distributions du bruit de fond sont relativement

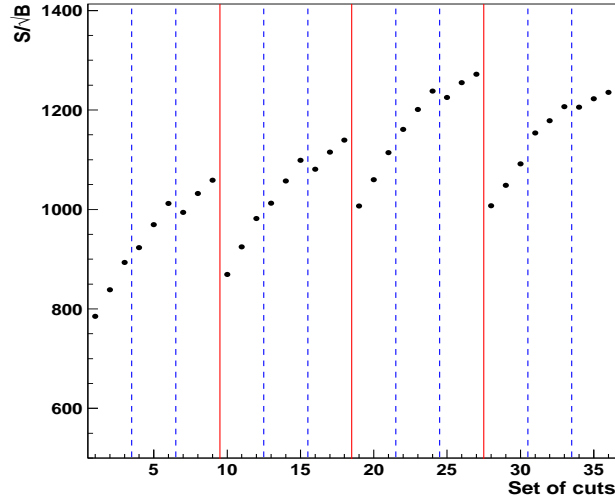


FIG. 5.10: Rapport sur la racine carrée du bruit S/\sqrt{B} pour les différents ensembles de coupures.

plate entre pour $\phi_{\ell j}$ par rapport à la variation du signal. La distribution du cosinus est pratiquement plate entre $[-0.8, 0.8]$. Ainsi un impact du bruit de fond sur le signal plus grand pour la distribution de $\cos \theta_{\ell j}$ que pour la distribution de $\phi_{\ell j}$ est attendu, spécialement pour $|\cos \theta_{\ell j}| > 0.8$.

Distribution angulaire dans le référentiel du laboratoire

Les radiations dans l'état initial et final induisent une reconstruction erronée de l'énergie et de la direction des jets. La détermination des angles entre particules n'est plus aussi précise que dans le cas où il n'y a pas de radiation. Ainsi, une diminution de l'effet de la corrélation de spin est attendu dans les distributions angulaires. En ajoutant le bruit de fond, l'effet de quelques pourcent peut ne plus être visible ou être moins significatif que pour le canal dileptonique.

Les figures 5.12 (5.13) a-d montrent les distributions angulaires pour les modèles SM et NC et les différences fractionnelles correspondantes lorsque les radiations dans l'état initial et final sont incluses pour l'ensemble de coupures EC1 (EC2). Les différences entre les deux modèles sont plus petites que pour le cas sans radiation, le cosinus étant plus affecté par la radiation que l'angle azimutal. Néanmoins, on peut encore distinguer les deux modèles après un an à basse luminosité avec au moins 2σ pour l'angle $\phi_{\ell j}$.

Les figures 5.14 (5.15) a-d sont obtenues en incluant le bruit de fond. La comparaison entre la figure 5.14a et la figure 5.12a montre que le bruit de fond influence la distribution du cosinus en augmentant le nombre d'événement pour $|\cos \theta_{\ell j}| > 0.8$. La différence fractionnelle entre les modèles est légèrement moins prononcée que dans le cas sans bruit de fond. L'effet maximal observé, pour $\phi_{\ell j}$, est de 1.5% pour les deux ensembles de coupures. L'estimateur de puissance d'identification de la corrélation de spin $\chi^2/n df$ est divisée par

Canal	Section efficace (pb)	Evénements pour $10 fb^{-1}$		
		+ de 4 jets dont 2 b + 1 lepton + $ M_{jj} - M_W < 20 \text{ GeV}/c^2$ + $ \eta < 2.5$	EC1 (20,20,20)	EC2 (30,20,20)
$b\bar{b}$	1.93×10^8	94896	6792	2848
γ^*/Z^0	1×10^6	2984	496	160
$W + g$	1.71×10^5	2288	872	288
$W + f$	1.31×10^5	57400	31240	13496
$\gamma^*/Z^0 + g$	6.86×10^4	2376	520	272
$\gamma^*/Z^0 + f$	6.18×10^4	21016	3736	1496
WW	70.3	148	88	46
$Wb\bar{b}$	66.7	75	34	10
$Z^0 W$	26.3	101	51	27
$Z^0 Z^0$	10.5	40	9	6
Total	1.94×10^8	181324	43838	18649
S/\sqrt{B} après les coupures		784	1139	1271

TAB. 5.5: Section efficace et nombre d'événement de bruit de fond pour un an à basse luminosité pour les deux ensembles de coupures EC1 et EC2 et le rapport S/\sqrt{B} correspondant.

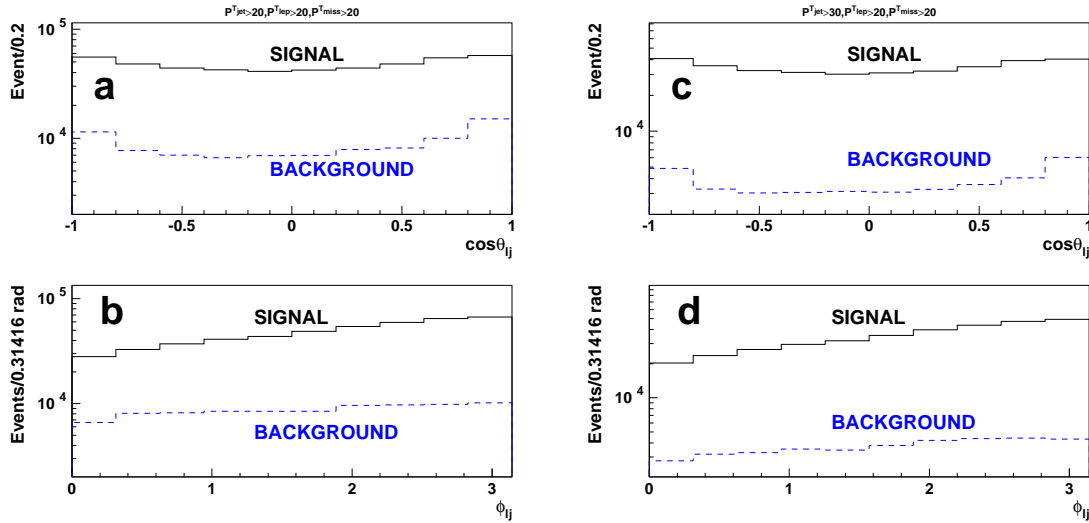


FIG. 5.11: Distribution angulaire du signal (ligne continue) et du bruit (ligne discontinue) pour les deux ensembles de coupures choisis. **a-b** $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (20, 20, 20) \text{ GeV}/c$ et **c-d** $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (30, 20, 20) \text{ GeV}/c$. L'ordonnée est en échelle logarithmique.

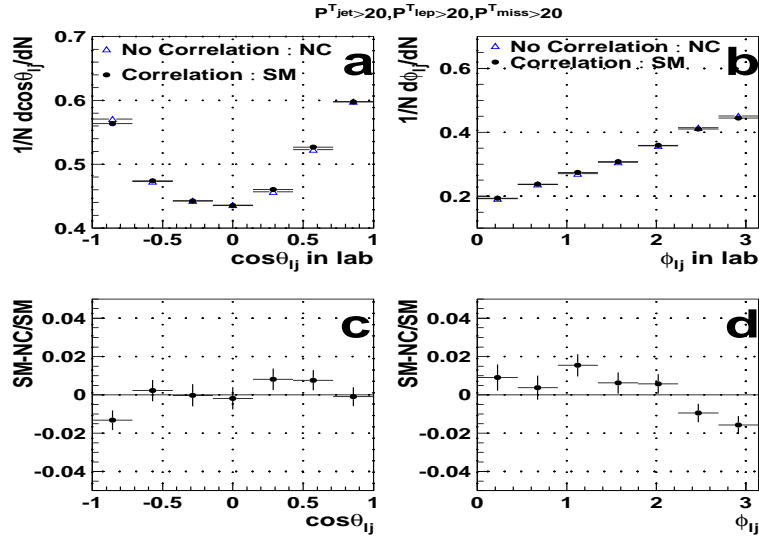


FIG. 5.12: *Distribution angulaire de $\cos\theta_{lj}$ (a) et ϕ_{lj} (b) entre le lepton et un jet pour le Modèle Standard avec (SM) et sans corrélation de spin (NC). c) et d) montrent les différences fractionnelles des distributions des deux modèles. La radiation est incluse dans l'analyse et l'ensemble de coupures EC1 est appliqué.*

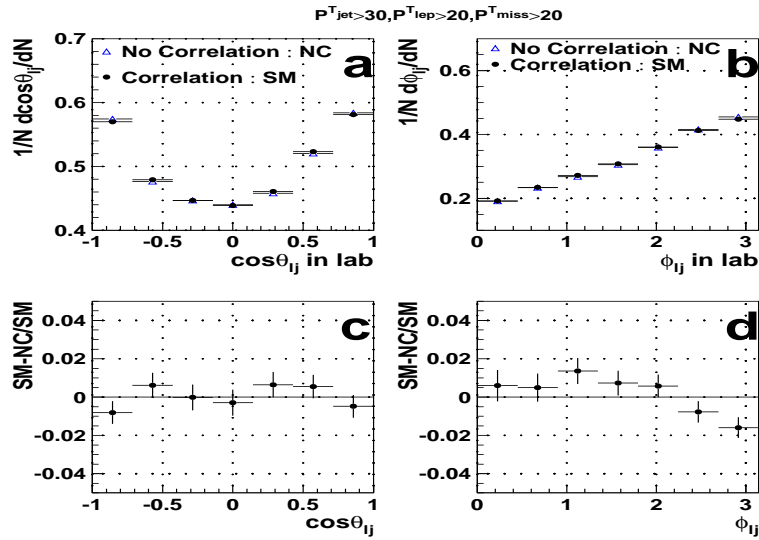


FIG. 5.13: *Distribution angulaire de $\cos\theta_{lj}$ (a) et ϕ_{lj} (b) entre le lepton et un jet pour le Modèle Standard avec (SM) et sans corrélation de spin (NC). c) et d) montrent les différences fractionnelles des distributions des deux modèles. La radiation est incluse dans l'analyse et l'ensemble de coupures EC2 est appliqué.*

	χ^2/ndf	
	$\cos \theta_{lj}$	ϕ_{lj}
Sans ISR, sans FSR ($\kappa_{SM} = -0.111, \kappa_{NC} = 0$)	3.3	5.7
ISR, FSR ($\kappa_{SM} = -0.111, \kappa_{NC} = 0$)		
Set 1 : $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (20, 20, 20)$ GeV/c	1.6	3.9
Set 2 : $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (30, 20, 20)$ GeV/c	0.8	2.5
ISR, FSR + BCK ($\kappa_{SM} = -0.111, \kappa_{NC} = 0$)		
Set 1 : $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (20, 20, 20)$ GeV/c	1.3	3.3
Set 2 : $(p_j^T, p_\ell^T, p_{miss}^T) > (30, 20, 20)$ GeV/c	0.7	2.3

TAB. 5.6: Valeur de l'estimateur de puissance d'identification de la corrélation de spin χ^2/ndf pour le canal semileptonique.

un facteur 1.2 (1.1) mais garde une valeur supérieure à 2σ pour l'ensemble de coupures EC1 (EC2). Les valeurs de l'estimateur χ^2/ndf sont résumés dans le tableau 5.6 pour les trois cas du canal semileptonique. L'ensemble de coupure EC2, donnant des distributions dominées de façon plus importante par les fluctuations statistiques que EC1, peut se révéler plus efficace que EC1 pour trois an à basse luminosité.

En conclusion, il est possible de distinguer les effets de corrélation de spin lorsque l'effet maximum est de 1.5% (en comparant le Modèle Standard avec et sans corrélation de spin) après un an à basse luminosité en utilisant les distributions angulaires des particules issues des quarks top. L'effet de la corrélation de spin est plus grand pour l'angle azimutal ϕ , moins affecté par le boost du référentiel du top et par les radiations que l'angle polaire. Trois ans de prise de données sont certainement nécessaire pour avoir un effet significatif dans la distribution de l'angle polaire.

Pour distinguer une déviation par rapport au Modèle Standard due à la signature d'une nouvelle physique, avec une corrélation de spin différente de 0, une sensibilité plus grande est requise. La sensibilité est donnée par les erreurs ou par l'estimateur de la puissance d'identification de la corrélation de spin. Ces erreurs varient de 0.7% à 0.5% pour un effet maximum de 1.5% quand l'ensemble de coupure EC1 est utilisé dans les conditions réelles d'expérience (ISR+FSR+BCK) donnant un estimateur χ^2/ndf de 3.3. Après trois ans à basse luminosité, les erreurs statistiques diminuent de 0.4% dans le premier bins jusqu'à 0.3% dans le dernier bins. Avec ces erreurs, on est capable de mesurer une déviation par rapport au Modèle Standard de 0.8% avec une signification statistique supérieure à 2σ .

Ces mesures peuvent être renforcées en exprimant la distribution angulaire des particules dans le référentiel du top qui est plus sensible aux paramètres de corrélation A et α , c'est-à-dire κ .

Distribution angulaire dans le référentiel du top

Avec seulement un neutrino dans ce canal, il est possible de reconstruire l'impulsion des produits de désintégration dans le référentiel du top et de l'anti-top et d'obtenir ainsi des distributions angulaires similaires aux figures 5.4 et 5.5c(en prenant en compte

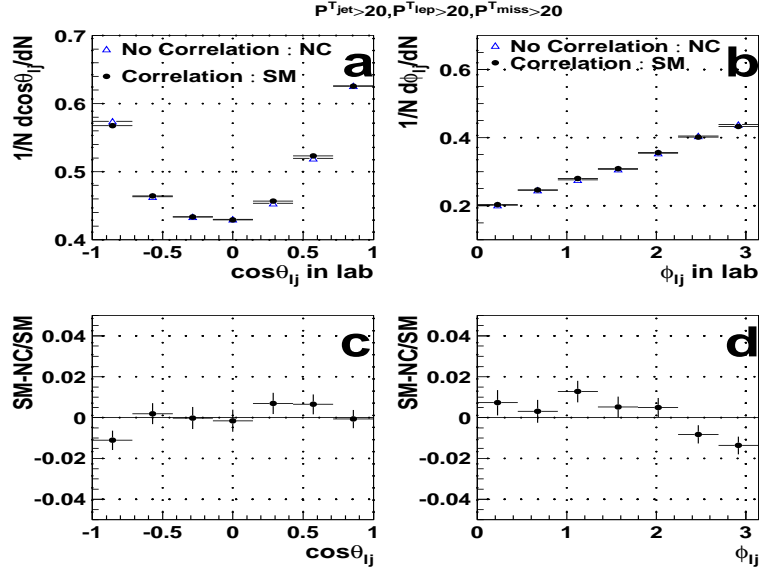


FIG. 5.14: *Distribution angulaire de $\cos\theta_{lj}$ (a) et ϕ_{lj} (b) entre le lepton et un jet pour le Modèle Standard avec (SM) et sans corrélation de spin (NC). (c) et (d) montrent les différences fractionnelles des distributions des deux modèles. La radiation et le bruit de fond sont inclus dans l'analyse et l'ensemble de coupures EC1 est appliqué.*

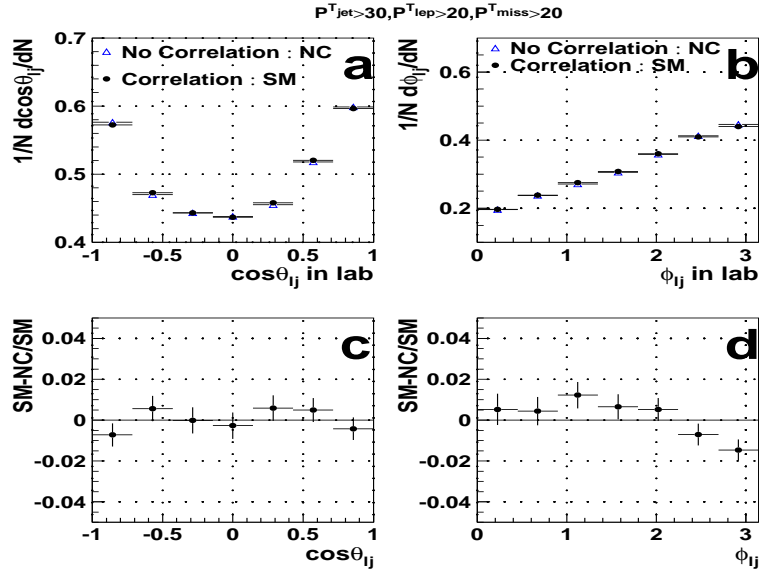


FIG. 5.15: *Distribution angulaire de $\cos\theta_{lj}$ (a) et ϕ_{lj} (b) entre le lepton et un jet pour le Modèle Standard avec (SM) et sans corrélation de spin (NC). (c) et (d) montrent les différences fractionnelles des distributions des deux modèles. La radiation et le bruit de fond sont inclus dans l'analyse et l'ensemble de coupures EC2 est appliqué.*

l'ambiguïté de la polarisation du top, les critères de sélection et l'ambiguïté des deux jets avec des valeurs de α différentes). En utilisant l'ensemble de coupures EC1, on obtient, au niveau de la génération des événements (PYTHIA) sans hadronisation, sans radiation et sans bruit de fond, les figures 5.16 et 5.17.

La figure 5.16 montre la distribution angulaire des jets décrite par l'équation 5.13 quand $\cos \theta_i^*$ du lepton est supérieur à 0. La distribution pour les deux modèles SM et NC est présentée ainsi que la différence fractionnelle des deux distributions. Les effets d'acceptance distordent la droite attendue avec une pente de -0.556 (0.0) pour le SM (NC). Plus précisément, la coupure en η affecte très faiblement les distributions. La distorsion est essentiellement due aux coupures sur l'impulsion transverse et affecte de façon égale les deux distributions. En première approximation, comme dans le cas sans coupure, la différence fractionnelle peut être ajustée par la fonction suivante :

$$g_{(SM-NC)/SM}(\cos \theta_{jet}^*) = \frac{\alpha_{SM} \cos \theta_{jet}^*}{1 + \alpha_{SM} \cos \theta_{jet}^*} \quad (5.17)$$

En utilisant la figure 5.16, α_{SM} est extrait en ajustant la courbe par l'équation 5.17. La valeur trouvée est -0.0557 ± 0.0026 compatible avec la valeur attendue. Cette approximation devient fautive lorsque les coupures en p^T deviennent élevées. Néanmoins, la différence fractionnelle garde une information sur la corrélation de spin avec une amplitude plus grande (5% dans le meilleurs des cas) que celle dans le référentiel du laboratoire donnée par la figure 5.8 (1.5%).

La figure 5.17 montre, à gauche, la distribution angulaire en trois dimensions décrite par l'équation 5.14 pour le Modèle Standard et à droite la différence fractionnelle SM-NC/SM. Le premier graphique est le même que le la graphique 5.5c mais en appliquant les coupures EC1 et la coupure en η . Comme sur la figure 5.17, la courbe est modifiée mais la différence fractionnelle n'est pas trop affectée.

Pour extraire le quadri-vecteur impulsion des produits de désintégration dans le référentiel du top, une bonne recalibration des jets est nécessaire pour calculer l'impulsion longitudinal du neutrino sans introduire d'erreurs supplémentaire (principalement due à la radiation) et pour reconstruire le quadri-vecteur impulsion des quarks top et anti-top. Il faut également associer les jets b avec les bonnes paires de particules — les deux jets légers d'un côté et le lepton chargé et neutrino de l'autre. En effet, cette association ne doit pas engendrer trop de bruit dû aux mauvaises combinaisons qui faussent la reconstruction des quadri-vecteurs impulsion du top et de l'anti-top, donc l'angle des produits de désintégration dans le référentiel des quarks top. Il faut donc trouver des critères d'association performants. Des exemples de tels critères sont décrits dans [156] où une efficacité d'association de 69% est atteinte.

En optimisant la reconstruction des t et \bar{t} , on peut avoir accès aux paramètres de la corrélation de spin en mesurant, à l'aide des distributions angulaires des particules issues de la désintégration des quarks top, α et κ dans les référentiels des t et \bar{t} .

5.7 Signature d'une nouvelle physique

Les distributions angulaires des particules issues de la désintégration du top peuvent révéler l'existence d'une nouvelle physique.

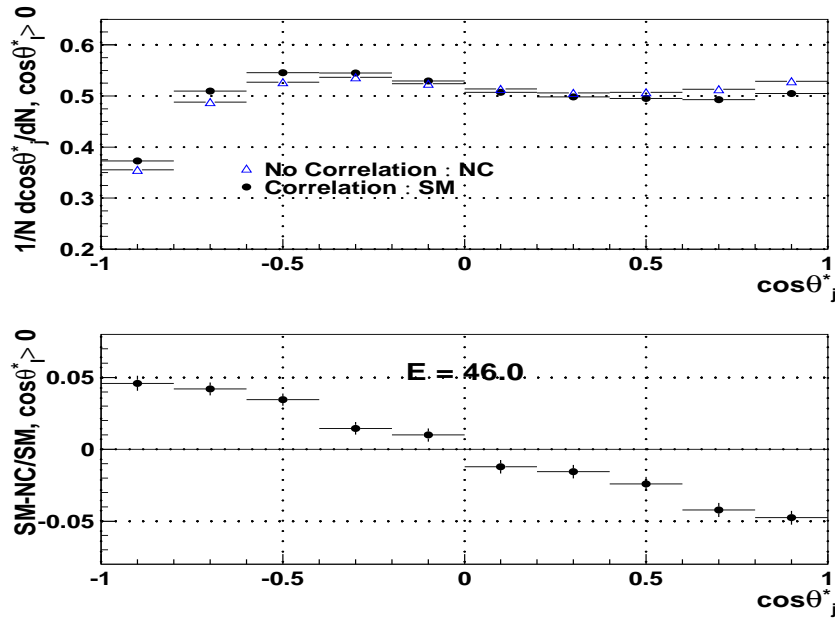


FIG. 5.16: Distribution de $\cos\theta_j^*$ dans le référentiel du top ou de l'anti-top pour les deux modèles (SM et NC) et la différence fractionnelle entre les deux modèles lorsque $\cos\theta_i^* > 0$, au niveau de la génération des événements sans hadronisation, sans radiation et sans bruit de fond. Les coupures EC1 et une coupure en η ($|\eta| < 2.5$) sont appliquées.

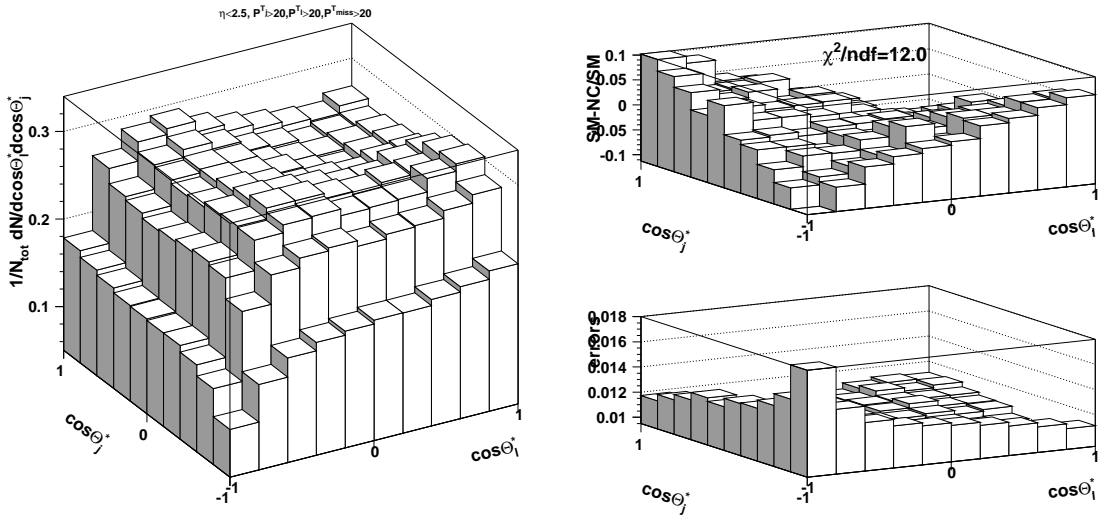


FIG. 5.17: Distribution de $\cos\theta_j^*$ en fonction de $\cos\theta_i^*$ dans le référentiel du top/anti-top dans le cas du Modèle Standard, à gauche, et la différence fractionnelle entre les deux modèles (SM et NC) et l'erreur statistique, à droite, au niveau de la génération des événements sans hadronisation, sans radiation et sans bruit de fond. Les coupures EC1 et une coupure en η ($|\eta| < 2.5$) sont appliquées.

Le modèle technicolor prévoit l'existence de la production de paires $t\bar{t}$ via une résonnance comme le techni-eta η_T [157]. Une telle résonnance doit augmenter l'effet de la corrélation de spin en produisant des paires $t\bar{t}$ d'hélicité identique [146]. L'effet sera proportionnelle à la section efficace de production de la résonnance multipliée par son rapport d'embranchement de désintégration en paire $t\bar{t}$. En supposant l'existence d'une telle résonnance et en lui donnant la section efficace minimum de découverte au LHC après un an à basse luminosité [158], soit 17 pb pour une masse de $400 \text{ GeV}/c^2$, cela représenterait une augmentation de l'asymétrie A de 3.3%, conduisant à des déviations maximales dans la distribution de la figure 5.5c de l'ordre du demi pourcent.

Un processus incluant l'existence d'un boson de Higgs chargé peut également changer les paramètres de corrélation de spin. Si le top se désintègre via un Higgs supersymétrique chargé [146], les paramètres α dans la désintégration $t \rightarrow Hb \rightarrow bj\bar{j}$ ont pour valeur $\alpha_b=1.0$ et $\alpha_j = (\xi^2 + 1 + 2 \ln \xi)/(\xi - 1)^2$, où $\xi = m_t^2/m_H^2$. La désintégration du Higgs chargé en deux jets est fortement supprimé par rapport à sa désintégration en une paire de leptons $\tau - \nu_\tau$ [159]. Néanmoins, pour une masse $M_{H^+} < 150 \text{ GeV}/c^2$ et pour $\tan \beta$ petit, la désintégration en deux jets n'est plus négligeable. En prenant $M_{H^+} = 130 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan \beta = 1.5$ [160], une déviation avec un effet maximum dans la distribution angulaire de la figure 5.5c est attendue à être de l'ordre de 0.1%. On peut augmenter cette déviation non plus en regardant la distribution de l'angle entre le lepton et les jets, mais entre le lepton et le jet b provenant de l'autre top. La déviation aurait un effet, dans le cas idéal de reconstruction, de l'ordre de 0.3%. En tenant compte des mauvaises associations des jets b avec les autres particules, ce facteur diminue.

On peut également citer qu'une violation de CP dans le secteur du Higgs [142, 161] peut affecter la corrélation de spin prédite par le Modèle Standard. La figure 5.18 montrent les diagrammes de Feynman de premier ordre induisant une telle violation de CP.

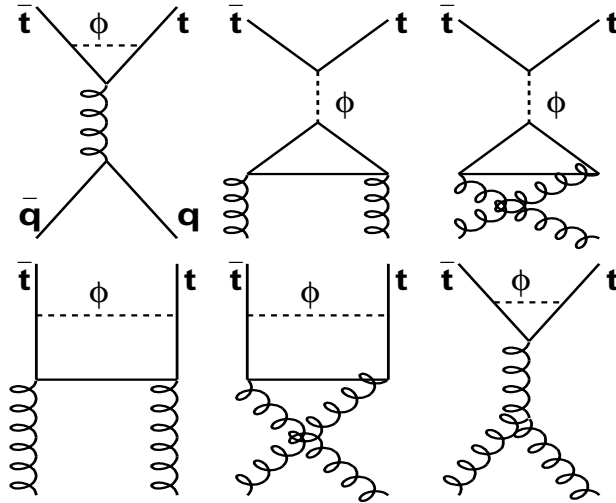


FIG. 5.18: Diagrammes de Feynman de premier ordre produisant une violation de CP dans les processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ et $gg \rightarrow t\bar{t}$.

L'échange d'un boson de Higgs ϕ induit une violation de CP dans l'état final dans

la production des paires $t\bar{t}$ par la fusion de gluons ou l'annihilation $q\bar{q}$. L'échange d'un tel champ modifie le nombre de paires $t\bar{t}$ d'hélicités identiques gauches par rapport au nombre d'hélicités identiques droites (égal dans le Modèle Standard). Définissons cette asymétrie ζ :

$$\zeta = \frac{N_{LL} - N_{RR}}{N_{tot}} \quad (5.18)$$

où N_{LL} (N_{RR}) est le nombre de paires d'hélicités gauche (droite) et N_{tot} est le nombre totale de paires $t\bar{t}$. Ainsi, la proportion de t_L est $(1 + \zeta)/2$ et celle de t_R est $(1 - \zeta)/2$. Les équations 5.10, 5.11, 5.12 et 5.13 deviennent respectivement :

$$P_{t^+}^R(y) = \frac{(1 - \zeta) \left(2 + \alpha_{t^+}^R (1 + y) \right)}{4 + 2\zeta \alpha_{t^+}^R (1 + y)}, \quad (5.19)$$

$$P_{t_R} = \frac{A - \zeta^2}{1 - \zeta^2} P_{t_R} + \frac{1 - A}{2(1 + \zeta)} \quad (5.20)$$

$$P_{t_L} = \frac{-A + \zeta^2}{1 - \zeta^2} P_{t_R} + \frac{A + 1 + 2\zeta}{2(1 + \zeta)} \quad \text{et} \quad (5.21)$$

$$\frac{1}{N_{tot}} \frac{dN}{d \cos \theta_j^*} = \frac{1}{2} \left(1 + \bar{\alpha}_j^L \left(\frac{A + \zeta}{1 + \zeta} - \frac{2(A - \zeta^2)}{1 - \zeta^2} P_{t_R} \right) \cos \bar{\theta}_j^* \right) \quad (5.22)$$

Les valeurs attendues pour ζ sont de l'ordre de 10^{-3} . En prenant $\zeta = 0.005$, une déviation avec un effet maximal dans la distribution 5.16 de 0.2% est observée.

Enfin, il est possible de tester la structure du courant chargé dans le vertex tbW . Une faible contribution de la structure V+A dans le vertex tbW , vertex paramétrisé par $g_V \gamma^\mu + g_A \gamma^\mu \gamma^5$, affecte les valeurs de α [143]. On peut écrire g_V et g_A comme :

$$g_V = \frac{1 + \delta}{\sqrt{1 + \delta^2}} \quad \text{et} \quad g_A = \frac{-1 + \delta}{\sqrt{1 + \delta^2}}$$

Dans le Modèle Standard, $\delta = 0$ correspondant à la structure V-A. Pour le lepton chargé et le neutrino, α prendrait les formes suivantes :

$$\alpha_\ell = 1 - \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} h(u) \quad (5.23)$$

$$\alpha_\nu = - \left(1 - h(u) \right) \left(1 + \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} \frac{h(u)}{1 - h(u)} \right) \quad (5.24)$$

où

$$h(u) = 2 - \frac{12u(1 - u + u \ln u)}{(1 - u)^2(1 + 2u)}, \quad u = M_W^2/m_t^2 \quad (5.25)$$

Avec une valeur pour δ de 0.1, les coefficients de corrélation pour le lepton chargé et pour le neutrino sont respectivement 0.993 et -0.333. Les effets visibles sur les distributions angulaires seront, comme pour les autres modèles, en dessous du pourcent.

5.8 Conclusion et perspective

Due à la statistique élevée dans le canal semileptonique $t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow \ell\nu bj\bar{j}b$ et en dépit de la radiation, du bruit de fond et d'un petit κ , les corrélations de spin dans les paires $t\bar{t}$ peuvent être mesurées dans l'expérience ATLAS. Après trois ans à basse luminosité, une sensibilité, pour distinguer deux modèles à plus de 2σ , de 0.8% est atteinte. Cette étude a été réalisée avec une simulation rapide de détecteur et donne une estimation de la sensibilité.

Les déviations par rapport au Modèle Standard sont attendues à être en dessous du pourcent. La sensibilité d'ATLAS dans le canal semileptonique semble limitée pour mettre en évidence de telles déviations. Cependant, si les déviations maximales restent faibles, la mise en évidence d'une déviation doit utiliser l'ensemble de la courbe de distribution. Il est ainsi possible de voir apparaître une structure signant la nouvelle physique. En utilisant le canal dileptonique, complémentaire au canal semileptonique, il est possible d'augmenter encore la sensibilité de mesure.

On peut également utiliser d'autre variable afin d'augmenter la sensibilité, comme l'énergie transverse du lepton dans le laboratoire ou $(\vec{p}_b - \vec{p}_{\bar{b}}) \cdot (\vec{p}_\ell \wedge \vec{p}_{jet})$ où \vec{p}_b , $\vec{p}_{\bar{b}}$, \vec{p}_ℓ , \vec{p}_{jet} sont les impulsions du b , du \bar{b} , du lepton et d'un jet dans le laboratoire [161]. La distribution angulaire entre le lepton et le b provenant de l'autre top peut aussi être considérée, en particulier pour la désintégration d'un boson de Higgs chargé en $b\bar{j}j$ pour laquelle la valeur du coefficient de corrélation du b vaut 1 au lieu de -0.4, induisant une variation de la distribution angulaire qui peut être non négligeable suivant la section efficace de production du Higgs chargé et de son rapport d'embranchement.

Cependant, afin de mieux quantifier l'effet dû à la signature d'une nouvelle physique, il est nécessaire de faire des analyses incluant ces modèles dans la simulation.

Rajoutons encore qu'un avantage du canal semileptonique est de pouvoir exprimer les directions des particules dans les référentiels du t et du \bar{t} , grâce à la présence d'un seul neutrino. Cela permet une mesure directe de κ ou de α .

En attendant le LHC, le Tevatron est la seule machine capable de mesurer les corrélations de spin dans les paires $t\bar{t}$. L'expérience DØ a utilisé un lot de six événements dans le canal dileptonique pour une luminosité intégrée de 125 pb^{-1} (Run1) avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV [162]. L'expérience a estimé la valeur de κ en comparant les données à la simulation à l'aide d'une fonction de vraisemblance et a obtenu une valeur de κ supérieure à -0.25 avec un niveau de confiance de 68%, en accord avec les prédictions du Modèle Standard pour le Tevatron qui donne $\kappa = 0.88$. L'expérience CDF a cherché à mesurer l'hélicité des bosons W dans la désintégration des quarks top [163]. La fraction de W longitudinaux (P_{W_L}) issue de la désintégration d'un top, section 5.3, est de 70%. Cette fraction conditionne les valeurs du facteur de corrélation α et on peut relier P_{W_L} à α_W par : $P_{W_L} = (1 + \alpha_W)/2$. Avec une luminosité intégrée de 106 pb^{-1} et une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV, l'expérience CDF a mesuré P_{W_L} sur un lot de 108 paires $t\bar{t}$ (canal semileptonique et dileptonique) en étudiant la distribution de l'impulsion transverse du lepton chargé. Il a été obtenu une valeur de $0.91 \pm 0.37 \pm 0.13$, compatible avec la prédiction du Modèle Standard.

Avec une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} par an pendant le Run 2 et une énergie dans le centre de masse de 2 TeV, CDF et DØ vont pouvoir augmenter leurs échantillons de

paires $t\bar{t}$ et réaliser des mesures plus fines. Cependant, en dépit d'un κ supérieur à celui du LHC, le nombre de paires $t\bar{t}$ pendant le Run2 ($\sim 16\ 000$) semble peut-être statistiquement insuffisant pour mettre en évidence la signature d'une nouvelle physique, si les effets sur les distributions angulaires sont inférieure au pourcent, à travers les mesures des corrélations de spin des $t\bar{t}$.

L'expérience ATLAS qui, avec un κ inférieur mais grâce à une statistique élevée, complètera les études sur la corrélation de spin effectué au Tevatron et pourra mesurer les corrélations de spin avec une sensibilité du même ordre de grandeur que les déviations du Modèle Standard attendues, inférieures au pourcent.

Bibliographie

- [1] S.L.Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579; S.Weinberg, Phys. Lett. 19 (1967) 1264; A.Salam, Elementary particle theory, éd. N.Svartholn 1969, p367; S.L.Glashow, J.Iliopoulos, L.Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285
- [2] N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963); M.Kobayashi, T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)
- [3] P.W.Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132
- [4] L.Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51, 1945 (1983)
- [5] D.E.Groom et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C15 (2000), p.110
- [6] D.E.Groom et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C15 (2000), p.209
- [7] J.Wess, B.Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39 et B78 (1974) 1; S.Ferrara, B.Zumino, Nucl. Phys. B79 (1974) 473; A.Salam, J.Strathdee, Phys. Lett. B51 (1974) 353 et Nucl. Phys. B76 (1974) 477
- [8] The ATLAS Collaboration, *LHC White Book*, CERN/AC/93-03
- [9] The ATLAS Collaboration, *LHC Conceptual Design Report*, CERN/AC/95-05
- [10] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Letter of Intent*, CERN/LHCC/92-4
- [11] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-43
- [12] R.Barate et al., ALEPH Collaboration, *Observation of an excess in the search for the Standard Model Higgs boson at ALEPH*, Phys. Lett. B 495, 1 (2000)
- [13] P.Abreu et al., DELPHI Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP in the year 2000*, Phys. Lett. B 499, 23 (2001)
- [14] G.Abbiendi et al., OPAL Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} \sim 192 - 209$ GeV*, Phys. Lett. B499, 38 (2001)
- [15] M.Acciarri et al., L3 Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in e^+e^- collisions at \sqrt{s} up to 202 GeV*, Phys. Lett. B 508, 225 (2001)
- [16] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.680-682
- [17] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.693
- [18] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.703

- [19] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.715
- [20] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.719
- [21] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.730-731
- [22] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.731-732
- [23] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.732
- [24] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.733
- [25] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.736-780
- [26] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.816-863
- [27] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.863-887
- [28] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.887-910
- [29] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.811-914
- [30] R.Bonciani, S.Catani, M.L.Mangano, P.Nason, *NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross-section*, Nucl. Phys. B529, 424 (1998)
- [31] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.652-662
- [32] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.622-640
- [33] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.643-652
- [34] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.662-652
- [35] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.668
- [36] L.Abbot, E.Farhi, Phys. Lett. B101, 69 (1981); W.Buchmueller, Acta Phys. Austriaca Suppl. XXVII, 517 (1985)
- [37] J.C.Pati, A.Salam, Phys. Rev. D10, 275 (1974); R.N.Mohapatra, J.C.Pati, Phys. Rev. D11, 566 (1975) et Phys. Rev D11, 2558 (1975); G.Senjanovic, R.N.Mohapatra, Phys. Rev D12, 1502 (1975); G.Senjanovic, Nucl. Phys. B153, 334 (1979)
- [38] P.Langacker, Phys. Rep. 72, 185 (1981)

- [39] S.Dimopoulos, Nucl. Phys. B168, 69 (1981); E.Farhi, L.Susskind, Phys. Rev. D20, 3404 (1974); J.Ellis et al., Nucl. Phys. B182, 529 (1981)
- [40] J.L.Hewett, T.G.Rizzo, Phys. Rep. 183, 193 (1989)
- [41] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.565
- [42] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.561
- [43] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.565-577
- [44] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.577-582
- [45] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.582-590
- [46] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.578
- [47] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.604-611
- [48] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.592-604
- [49] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.612-613
- [50] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.545-560
- [51] S.Weinberg, *Implications of dynamical symmetry breaking : An addendum*, Phys. Rev. D19, 1277 (1979)
- [52] L.Susskind, *Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg-Salam theory*, Phys. Rev. D20, 2619 (1979)
- [53] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.915-921
- [54] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.921-923
- [55] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.924
- [56] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.925-930
- [57] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.931-932
- [58] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.932-939

- [59] J.C.Pati, A.Salam, Phys. Rev D10, 275 (1974); R.N.Mohapatra, J.C.Pati, Phys. Rev. D11, 556 (1975) et Phys. Rev. D11, 2558 (1975); G.Senjanovic, R.N.Mohapatra, Phys. Rev. D12, 1502 (1975); G.Senjanovic, Nucl. Phys. B153, 334 (1979)
- [60]
- [61] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.939-949
- [62] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Inner Detector Design Report*, CERN/LHCC/97-17, p.261
- [63] J.Leveque, A.Rozanov, J.B. de Vivie, *Simulation of the Insertable Pixel Layout*, INDET-NO- ?
- [64] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Design Report*, CERN/LHCC/97-17, p.385-592
- [65] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Design Report*, CERN/LHCC/97-17, p.390
- [66] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Design Report*, CERN/LHCC/97-17, p.391
- [67] *Final design review for the silicon detectors of the ATLAS SCT*, ATLAS SCT/Detector FDR/99-5
- [68] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-14, p.8
- [69] A.Clark et al., INDET-NO-015 (1993); D. Froidevaux et al., INDET-NO-017 (1993); T.Pal et al., INDET-NO-127(1996)
- [70] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Design Report*, CERN/LHCC/97-17, p.615
- [71] T.Akesson et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A372 (1996) 70; T.Akesson et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A412 (1998) 200; T.Akesson et al., ATL-INDET-2000-021
- [72] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Design Report*, CERN/LHCC/97-17, p.594
- [73] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-43, p13-60
- [74] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance*, CERN/LHCC/96-40, p128-136
- [75] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance*, CERN/LHCC/96-40, p136-139
- [76] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance*, CERN/LHCC/96-40, p144-146
- [77] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance*, CERN/LHCC/96-40, p6-7

- [78] R.Wigmans, *High Resolution Hadron Calorimetry*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A265 (1988) 273-290
- [79] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-42, p177
- [80] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-43, p41
- [81] P.Amaral et al., Hadronic Shower Development in Iron-Scintillator Tile Calorimetry, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A443 (2000) 51-70
- [82] J.A.Budagov, Y.A.Kulchitsky, M.V. Kuzmin, V.B.Vinogradov, *The e/h ratio of the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter*, ATL-TILECAL-2001-001
- [83] V.Castillo, S.González, *Analysis of the 1998 test of the TILCAL barrel prototype*, ATL-TILECAL-99-020
- [84] The ATLAS Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-41, p279-324
- [85] ATLAS The ATLAS Collaboration, *Calorimeter Performance*, CERN/LHCC/96-40, p9
- [86] D.Fortin, M.Lefebvre, *Performance of the ATLAS Hadronic Endcap Calorimeter Modules to Electrons and Pions from 1999 Beam Test Data*, ATL-LARG-2001-010.
- [87] P.Loch, *Tube Radius Optimization for the Electromagnetic Forward Calorimeter in ATLAS*, ATLAS Internal Note LARG-NO-039 (1996)
- [88] The ATLAS Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-41, p.327
- [89] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22
- [90] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, p.35
- [91] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Barrel Toroid Magnet Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-19
- [92] The ATLAS Collaboration, *ATLAS End-cap Toroid Magnet Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-20
- [93] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, p.353-372
- [94] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, p.117-196
- [95] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-14, p.20
- [96] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, p.201-222
- [97] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, p.201

- [98] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, p.281-314
- [99] M.G.Alvigi et al., *Resistive Plate Chambers in ATLAS*, ATL-MUON-96-131
- [100] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, p.315-352
- [101] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, p.316-317
- [102] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muons Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, p.223-278
- [103] The ATLAS Collaboration, *First-Level Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC/98-14
- [104] The ATLAS Collaboration, *DAQ, EF, LVL2 and DCS Technical Progress Report*, CERN/LHCC/98-16
- [105] The ATLAS Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-41, p227-242
- [106] The ATLAS Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-41, p227
- [107] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-14, p.117
- [108] O.Martin, E.Monnier, S.Tisserant, *Update of some Geometrical Parameters for the ATLAS E.M. End-Cap Calorimeter*, ATL-LARG-96-047
- [109] F. Djama, L. Hervas and C.P. Marin, *Copper-Polyimide Multi-Layer Electrodes for the End-Cap Electromagnetic Calorimeter*, ATL-LARG-98-088
- [110] R.L.Chase, C.de La Taille, J.P.Richer, N.Seguain-Moreau, *A fast monolithic shaper for the ATLAS electromagnétique calorimeter*, LARG-No-10, 1995
- [111] J. Collot et al., *The LAr tri-gain shaper*, LARG-No-92, 1998
- [112] J. Colas et al., *The LARG Calorimeter Calibration Board*, ATL-LARG-2000-006
- [113] L.Neukermans, P.Perrodo, R.Zitoun, *Understanding the ATLAS electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration*, ATL-LARG-2001-008
- [114] L.Labarga, P.Romero, *Analysis of the Quality Control Measurements performed on the Absorbers produced for the Module 0 of the ATLAS Electromagnetic End-Cap Calorimeter*, ATL-LARG-99-004
- [115] G.Kolachev et al., *EM End-Cap Presampler. Status report*, <http://www.cern.ch/pospelov/epsm>
- [116] V.M.Aulchenko et al., *Performance of the EM end-cap presampler in the 1999 test-beam run*, ATL-LARG-??
- [117] The ATLAS Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-41, p507-510
- [118] H.Burkhardt et al., *The beam and detector for a high-precision measurement of CP violation in neutral kaon decays*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 268 (1988), p.116-143

- [119] K. Elsener, *Short Introduction to the use of the H6 beam*, SL/EA/KE Version 3.0, 2 May 2000, <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/GENERAL/TESTBEAM/-references/H6manual.pdf>
- [120] M.Abouelouafa, B.Cleland, M.Gouanère, P.Perrodo, H.Takai, *Trigger Setup in H8 and H6 Test Beam Areas, ?*
- [121] W.E. Cleland, E.G. Stern, *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*, NIM A338(1994) 467-497.
- [122] B. Mansoulie, J. Schwindling, *Using Multi Layer Perceptrons in PAW*
- [123] J.Colas, R.Lafaye, N.Massol, C.de La Taille, L. Serin, P.Pralavorio, D.Sauvage, *Crosstalk in the ATLAS Electromagnetic Calorimeter*, ATL-LARG-2000-004
- [124] P. Pralavorio, D. Sauvage, *Review of the crosstalk in the module 0 of the EndCap Electromagnetic Calorimeter*, ATL-LARG-2001-006
- [125] A.Chekhtman, D. Fouchez, E. Monnier, *The Accordion in the end-cap : geometry and characteristics*, ATL-LARG-94-004
- [126] S.G.Klimenko, Y.A.Tikhonov, A.I.Chekhtman, *The design of endcap EM calorimeter with constant thickness of the absorber plates*, ATL-LARG-95-025
- [127] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance*, CERN/LHCC/96-40, p49-50
- [128] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-14
- [129] J.Spanggaard, *Delay wire chambers*, SL-Note-98-023.
- [130] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-14, p.112-113
- [131] P.Barrillon, F.Djama, L.Hinz, P.Pralavorio, *Uniformity Scan in the Outer Wheel of the Electromagnetic Endcap Calorimeter*, ATL-LARG-2001-012
- [132] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-14, p.106
- [133] D.E.Groom et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C15 (2000), p.197-198
- [134] J.Schwindling, *S-shape correction using neural network*, ATL-LARG-98-104
- [135] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance*, CERN/LHCC/96-40, p68
- [136] C.Liapis, *Pseudorapidity determination with the electromagnetic end cap calorimeter*, ATL-LARG-2000-005
- [137] D.E.Groom et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C15 (2000), p170
- [138] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance*, CERN/LHCC/96-40, p69
- [139] F. Abe et al., *Observation of Top Quark Production in p-barp Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995)

- [140] S. Abachi et al., *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995)
- [141] D.E.Groom et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C15 (2000), p.385-387
- [142] S.Weinberg, *Larger Higgs-Bosons-Exchange Terms in the Neutron Electric Dipole Moment*, Phys. Rev. Lett. 63, 2333 (1989); S.Weinberg, *Unitarity constraint on CP nonconservation in Higgs-boson exchange*, Phys. Rev. D42, 860 (1990)
- [143] M.Jezabek, J.H.Kühn, *V-A test through leptons from polarised top quarks*, Phys. Lett. B329, 317 (1994)
- [144] R.Bonciani, S.Catani, M.L.Mangano, P.Nason, *NLL resummation of the heavy-quark hadro-production cross-section*, Nucl. Phys. B529 (1998) 424
- [145] A.P.Heinson, *Future top physics at the Tevatron and LHC*, D0 note 2961 UCR/D0/97-17, FERMILAB conf-96-116-E
- [146] G.Mahlon, S.Parke, *Angular correlations in top quark pair production and decay at hadron collider*, Phys. Rev. D53, 4886 (1996)
- [147] V.Simak, J.Smolik, A.Lagatta, *Measurement of Top-Antitop Spin Correlations in the ATLAS Experiment*, ATL-PHYS-2000-032
- [148] L.H.Orr, *Decay versus hadronization for top quarks produced in hadron colliders*, Phys. Rev. D44, 88 (1991)
- [149] I.Bigi, Y.Dokshitzer, V.Khoze, J.Kühn and P.Zerwas, *Production and decay properties of ultra-heavy quarks*, Phys. Lett. B181, 157 (1986)
- [150] V.Barger, J.Ohnemus, R.J.N. Phillips, *Spin correlation effects in the hadroproduction and decay of very heavy top quark pairs*, Int. Journal of Modern Physics A, Vol. 4, No 3 (1989), 617-625
- [151] ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.619-645
- [152] T.Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 : Physics and Manual*, LU TP 95-20
- [153] E.Richter-Was, D.Froidevaux and L.Poggioli, *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, ATL-PHYS-98-131
- [154] ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.621
- [155] D.E.Groom et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C15 (2000), p.21
- [156] P.Gernier, D.Pallin, P.Rosnet, L.P.Says, *Measurement of top quark mass in the inclusive lepton jets channel*, ATL-PHYS-99-026.
- [157] E.Eichten, K.Lane, *Multiscale technicolor and top production*, Phys. Lett. B327, 129 (1994)
- [158] G.Azuelos, P.Depommier, R.Mazini, K.Strahl, *Search for Technicolor Signals with the ATLAS Detector*, ATL-PHYS-99-020
- [159] M. Guchait, D.P.Roy, *Constraints on the charged Higgs sector from the Fermilab Tevatron collider data*, Phys. Rev. D55, 7263 (1997)

- [160] ATLAS Collaboration, *Detector and Physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, p.769
- [161] G.L. Kane, G.A. Ladinsky, C.P. Yuan, Phys. Rev. D45, 124 (1992); C.R.Schmidt, M.Peskin, Phys. Rev. Lett. 69, 410 (1992); W.Bernreuther, A.Brandenburg, Phys. Lett. B314, 104 (1993); W. Bernreuther, A.Brandenburg, Phys. Rev D49, 4481 (1994).
- [162] B.Abbott et Al., Spin Correlation un $t\bar{t}$ Production from $p\bar{p}$ Collision at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Phys. Rev. Lett. 85, 256 (2000)
- [163] T.Affolder et al., *Measurement of the Helicity of W Bosons in Top Quark Decays*, Phys. Rev. Lett. 84, 216 (2000)