Table des matières

Introduction

"C'est l'esprit qui mène le monde, pas l'intelligence",

Antoine de Saint-Exupéry.

Dans ce mémoire nous présenterons la recherche de particules supersymétriques au LHC, ainsi que quelques aspects de calorimétrie hadronique. Le modèle théorique auquel nous nous intéresserons est le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM), dont nous étudierons le secteur de jauge électrofaible supersymétrique.

Dans cette introduction, nous fixerons le cadre de ce travail. Il s'agit du projet de grand collisionneur hadronique (LHC) au CERN, et plus particulièrement de l'expérience ATLAS qui y sera réalisée.

Dans le premier chapitre, nous introduirons, au premier paragraphe, la supersymétrie en tant que classe de modèles pouvant constituer une alternative au modèle standard, pour des énergies allant de quelques centaines de GeV à l'échelle de Planck (environ 10^{19} GeV). Nous nous limiterons, dès le deuxième paragraphe, au plus simple de ces modèles, le MSSM. Dans ce paragraphe, seront rappelés les différents secteurs du modèle et nous insisterons, à cette occasion, sur le secteur des jauginos[1] électrofaibles que l'on nomme charginos et neutralinos. La production et la désintégration de ces particules dans un collisionneur hadronique feront l'objet du troisième paragraphe, au cours duquel nous justifierons le choix de notre signal, à savoir des événements ayant trois leptons isolés et de l'impulsion transverse manquante.

Dans le chapitre suivant, nous décrirons les capacités du détecteur ATLAS, notamment en matière de détection des leptons et, dans le chapitre 3, nous nous intéresserons au système de lecture de son calorimètre hadronique.

Ensuite, dans le chapitre 4, nous étudierons le signal ainsi que les bruits de fond susceptibles de gêner sa détection. Nous insisterons sur une séparation en deux phases qui nous semble bien adaptée à notre recherche: une phase préliminaire, à basse luminosité, qui participerait à un test général destiné à confirmer (ou à infirmer) la supersymétrie à basse énergie; suivie par une seconde phase à haute luminosité qui serait un test plus particulier du MSSM.

Dans le dernier chapitre nous proposerons une méthode originale qui permet de reconstruire de manière approchée le spectre de masse du secteur des jauginos MSSM.

Enfin, nous présenterons nos conclusions et terminerons ce mémoire par les perspectives que nous entrevoyons suite à la présente étude.

[1] partenaires supersymétriques des bosons de jauge standards

1. Les motivations et les objectifs physiques du projet LHC.

Le modèle standard a été étudié avec une remarquable précision dans les expériences du LEP (collisions e^+e^- à $\sqrt{s} \approx m_Z$). Malgré les millions de désintégrations de bosons Z^0 qu'elles ont enregistrées, aucune déviation par rapport à ses prédictions n'a encore été observée [2] ; il est même vérifié à quelques 0.5 % près [1] !

Toutefois, ce modèle, outre ses insuffisances théoriques, sur lesquelles nous reviendrons, n'a pas encore livré tous ses secrets sur le plan expérimental. Il faudrait notamment tester les couplages multilinéaires des bosons de jauge, mesurer précisément le "taux" de violation de CP,... Quant aux particules, il reste, sinon à confirmer l'existence du quark top (t), au moins à mesurer plus précisément sa masse, à "observer directement" le neutrino tau (ν_τ) et surtout à découvrir le boson de Higgs (H^0). Si l'existence du ν_τ et du top font l'objet d'un large consensus, celle du H^0 est un peu plus énigmatique. Le principal argument en faveur de l'existence du ν_τ provient de la mesure de la largeur invisible de désintégration du Z^0 au LEP qui montre qu'il existe trois types de neutrinos légers. L'un des arguments étayant l'existence du top est basé sur l'unitarité: la production de paires de W par annihilation $b\bar{b}$ a une section efficace divergente à haute énergie si on omet la contribution du top; il y a alors perte d'unitarité. Ceci n'est évidemment pas acceptable si l'on croit en la renormalisabilité du modèle standard. Il existe, hormis cette exemple, d'autres arguments indépendants en faveur de l'existence du top, notamment la compensation des anomalies chirales dans chacune des familles du modèle standard. Enfin, la collaboration CDF du TEVATRON a récemment annoncé la découverte d'événements imputables à un quark de 174 GeV [2] dans les collisions $p\bar{p}$. Cette valeur de m_t en accord avec les tests de précision du LEP [1,3,4] a été confirmée quelques mois plus tard par la collaboration D0 [5], ce qui conduit naturellement à penser que l'on a enfin découvert le tant attendu quark top. Quant au higgs, véritable pierre angulaire du modèle standard, on spécule toujours pour savoir s'il s'agit d'une particule élémentaire ou d'un condensat de fermions (standards ou non).

Outre cette quête des dernières particules prédites par le modèle standard, la principale motivation de la prochaine génération de collisionneurs sera la découverte d'une physique non-standard. Pour l'instant aucune indication expérimentale claire ne laisse entrevoir une telle physique, ni dans les tests de précision du LEP, ni dans les collisions très profondément inélastiques à HERA (collisions e^-p à $\sqrt{s} = 315$ GeV), ni même à la plus haute énergie actuellement disponible ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV au TEVATRON). C'est de la théorie que provient la nécessité de l'existence d'une physique "extra"-standard. Les deux principaux arguments soutenant cette idée sont, d'une part la présence d'un

[2] Signalons quand même la récente "crise" de R_b et R_c qui sont les taux d'embranchement du Z respectivement en paires $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ dont les mesures expérimentales diffèrent respectivement à 3σ et à 2.5σ des prédictions du modèle standard. Les calculs réalisés [14] montrent que la supersymétrie ne permet pas d'expliquer ce désaccord pour R_b mais qu'elle peut rapprocher la prédiction théorique de la valeur expérimentale dans le cas de R_c.

trop grand nombre de paramètres arbitraires dans le modèle standard et, d'autre part la manière un peu trop artificielle de briser la symétrie électrofaible (par l'introduction d'un doublet de champs scalaires qui n'a de valeur non nulle dans le vide qu'en raison du choix d'un potentiel ad'hoc et non grâce à un mécanisme dynamique).

Nous reviendrons plus en détail sur les fondements des modèles non-standards. Notons simplement que deux grandes voies émergent de ces spéculations. On peut soit supposer que les particules standards ne sont pas élémentaires: c'est l'idée générique de la compositivité, soit qu'il existe d'autres symétries qui ne sont pas apparentes aux énergies actuellement disponibles, les théories grandes unifiées, la supersymétrie et les supercordes s'inscrivent dans cette seconde voie. Un rappel succint de ces modèles nous amènera à considérer le modèle standard comme une théorie effective, valable jusqu'à une énergie de l'ordre de quelques centaines de GeV. Au-delà de cette énergie, aux alentours du TeV, on espère découvrir de nouveaux phénomènes; d'où l'idée de construire des collisionneurs fonctionnant dans cette gamme d'énergie. Ce sera le cas du LHC au CERN qui opèrera avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Cependant, avant l'entrée en service du LHC, on s'attend à ce que le LEP II permette entre autres d'effectuer les premiers tests précis sur les couplages à trois bosons γW^+W^- et $Z^0W^+W^-$ et la recherche du H^0 de sa limite inférieure actuelle de 63.5 GeV (imposée par LEP I [1]) jusqu'à environ 90 GeV [6]. On espère également de ce programme expérimental, ainsi que de ceux du TEVATRON et de HERA, soit la découverte de nouvelles particules, soit des contraintes de plus en plus drastiques sur les modèles "extra"-standards.

2. Les caractéristiques du collisionneur.

Le LHC [7,8], qui entrera en service en 2005, a été conçu pour permettre une grande variété d'expériences. En effet, il sera possible d'y produire des collisions proton-proton (p-p) à $\sqrt{s} = 14$ TeV et avec une luminosité $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. On pourra également y étudier des collisions d'ions lourds (Pb-Pb) à $\sqrt{s} = 1312$ TeV avec $\mathcal{L} = 1.8 \times 10^{27} cm^{-2} s^{-1}$; c'est-à-dire dans des conditions extrêmes jamais atteintes et peut-être suffisantes pour créer un plasma de quarks et de gluons. De plus, à plus long terme, il est prévu de réaliser des collisions très profondément inélastiques électron-proton (e-p) à $\sqrt{s} = 1.7$ TeV (soit cinq fois plus qu'à HERA) et $\mathcal{L} = 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ en utilisant un faisceau du LHC et un faisceau du LEP!

Le mode principal de fonctionnement du LHC sera en collisions p-p. Cela présente quelques avantages par rapport à des collisions e^+e^- d'énergie comparable. D'une part, si l'on envisageait par exemple d'augmenter l'énergie du LEP jusqu'à atteindre le domaine du TeV, les pertes d'énergie des faisceaux par rayonnement synchrotron se révèleraient prohibitives. Ce phénomène est beaucoup moins contraignant pour un collisionneur hadronique puisqu'à une énergie donnée la puissance du rayonnement synchrotron est inversement proportionnelle à la puissance quatrième de la masse de la particule accélérée. D'autre part, les réactions parton-parton permettent de couvrir une gamme d'énergie allant de quelques dizaines de GeV jusqu'à quelques TeV au LHC.

Ceci sera approprié à la recherche de phénomènes nouveaux. En effet, de nombreux modèles théoriques prédisent leur émergence aux alentours du TeV, mais sans fournir plus de précision sur leur seuil de production.

Le LHC sera construit dans le tunnel du LEP; cela fixe a priori son rayon. Dès lors, l'énergie des protons accélérés ne sera limitée que par l'intensité du champ magnétique qui servira à la courbure des faisceaux. Aussi, des dipôles supraconducteurs (en NbTi) délivrant un champ magnétique de 8.65 Teslas ont été construits; au mieux, ils permettent de courber des faisceaux de 8.1 TeV. En fait, l'énergie nominale du LHC ne sera que de 7 TeV par faisceau, soit 14 TeV dans le centre de masse.

Si cette énergie correspond au gain d'un ordre de grandeur par rapport à celle du TEVATRON, il convient ici de rappeler que la section efficace d'une collision parton-parton décroît comme $1/s$. D'où l'idée de compenser cette décroissance par l'utilisation d'une très haute luminosité au LHC. Cela offre, de surcroît, la possiblité d'observer des événements très rares mais très caractéristiques. Par exemple, la désintégration du higgs en deux photons: $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, dont la section efficace inclusive est inférieure de deux ordres de grandeur à celle du continuum $pp \rightarrow \gamma\gamma$, constitue néanmoins une signature très claire avec deux photons durs isolés et dont la masse invariante est voisine de 100 GeV. La haute luminosité du LHC présentera inéluctablement des inconvénients. De façon pratique, elle sera atteinte grâce à un grand nombre de paquets (2835 par faisceau) contenant chacun 10^{11} protons. Le temps entre le croisement de deux paquets sera de 25 ns. Il y aura des interactions multiples à chaque croisement, 18 en moyenne, puisque la section efficace inélastique prévue est de 70 mb. Ce phénomène appelé empilement (ou "pile-up") aura des conséquences importantes dans l'analyse du signal. La haute luminosité imposera un temps de réponse très court au détecteur puisque la fréquence des collisions p-p sera de l'ordre de 10^9 Hz, en outre et enfin, elle le soumettra à une radioactivité sans précédent (la dose pouvant atteindre les 10^4 Gy par an sur l'avant du détecteur) [9,10].

Notons que les concepteurs du LHC ont opté pour des collisions p-p et non p-$\bar{p}$ comme au Sp$\bar{p}$S du CERN ou au TEVATRON du FERMILAB parce que les sources d'antiprotons auraient manqué d'intensité pour satisfaire la luminosité prévue. En conséquence, une disposition assez particulière a été choisie pour les aimants. En principe, pour accélérer des particules de charges opposées en sens contraires dans un même tube, on peut courber leur trajectoire avec le même champ magnétique. Or, dans le cas présent, on a affaire à des particules de charges identiques. Pour contourner cette difficulté, une solution dite "deux-en-un", a été imaginée: il y a deux anneaux d'accélération munis de champs magnétiques antiparallèles pour les deux faisceaux de protons (Fig. 1) [11].

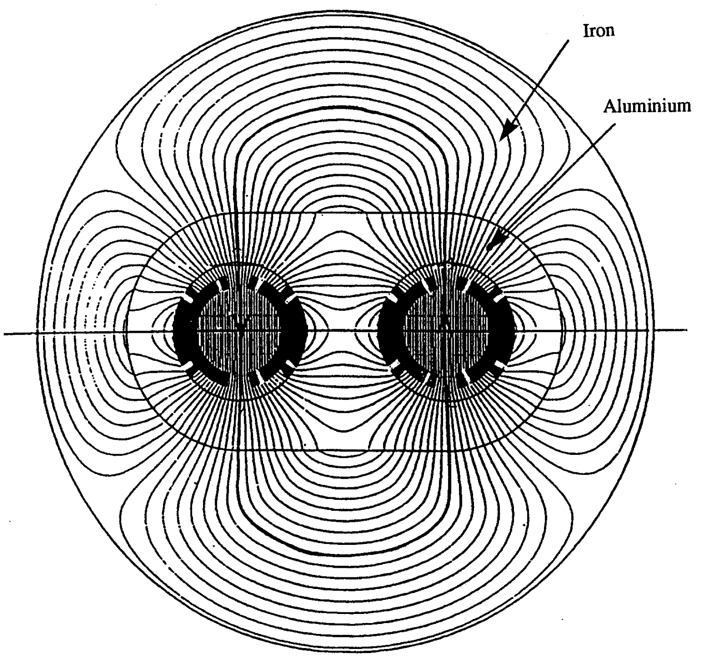


Figure 1: Les lignes de champ dans un dipôle du LHC.

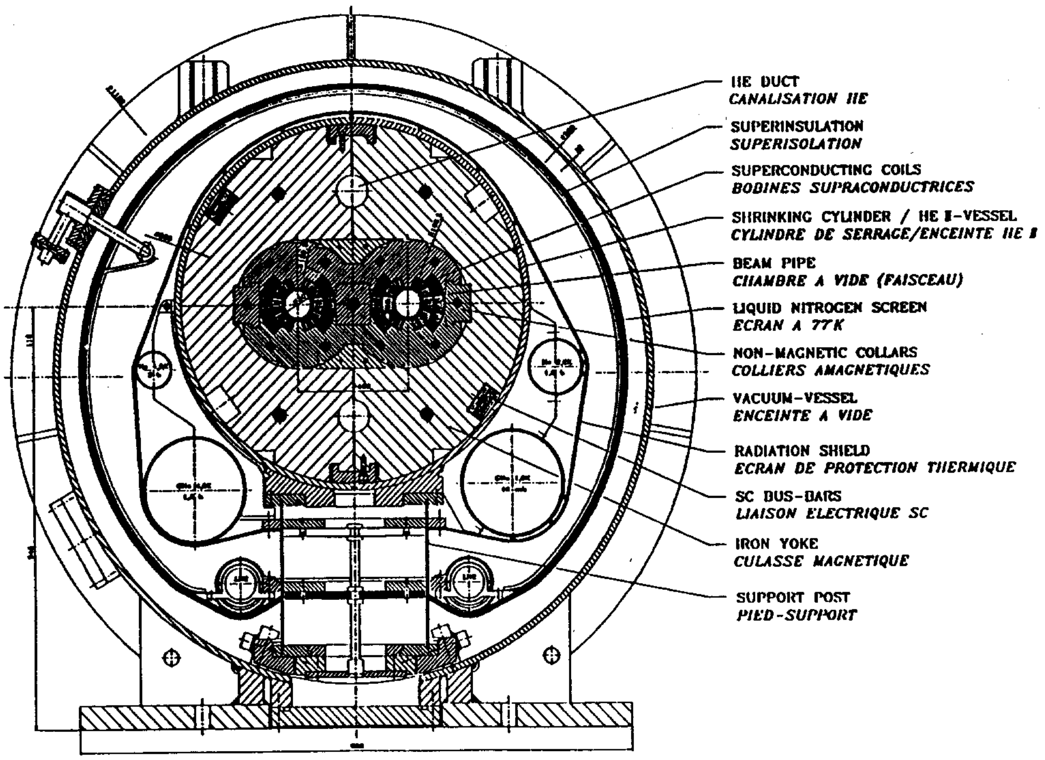


Figure 2: Coupe d'un dipôle du LHC.

Cette solution a pour avantages d'être compacte et économique. En effet, elle combine ainsi dans une même structure mécanique deux bobines supraconductrices et un cryostat, communs aux deux faisceaux (Fig. 2).

Le LHC s'inscrivant dans la continuité des accélérateurs du CERN, bénéficiera, à l'instar du LEP, des accélérateurs déjà existants qui lui serviront de chaîne d'injection. Il s'agit respectivement d'un LINAC de 50 MeV, puis d'un booster de 1 GeV, suivi par le PS de 26 GeV et le Sp$\bar{p}$S de 450 GeV (Fig. 3).

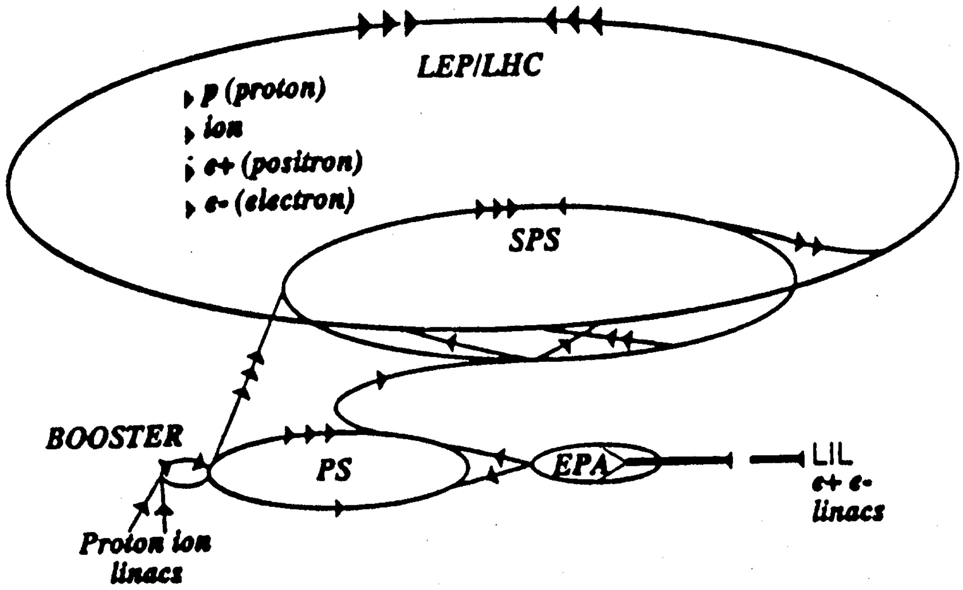


Figure 3: Chaîne d'injection du LHC.

3. Le planning du projet.

Lors de l'approbation officielle du projet LHC par le conseil du CERN en décembre 1994, il a été décidé que la machine serait prête pour l'an 2003. Une année est prévue pour les tests et la mise au point du collisionneur. Entretemps, l'installation des détecteurs aura débuté dès 2001. La prise de données de physique est attendue pour 2005 sur la base des contributions financières des états membres du CERN. A partir de cette date butoir, deux scénarii sont envisagés: soit le LHC sera réalisé en deux phases successives, soit les contributions des pays hôtes permettront le démarrage du LHC avec ses caractéristiques nominales. Le conseil du CERN doit statuer sur ce point en 1997.

Dans la première hypothèse, il y aurait en 2005 les 2/3 des dipôles installés et l'on disposerait d'une énergie $\sqrt{s}$ = 9.3 TeV et d'une luminosité $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$;

les 14 TeV et les $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ seraient atteints en 2008 (ou plus tôt, en fonction des contributions extérieures). Dans la seconde hypothèse, la première année de prise de données se ferait à $\sqrt{s} = 14$ TeV mais à une luminosité $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$, notamment pour le programme de physique du B.

Il nous a donc paru intéressant de montrer l'impact de ces différentes configurations sur notre analyse. D'abord, nous l'effectuerons à $\sqrt{s} = 14$ TeV et $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$. Ensuite, nous évaluerons les sections efficaces inclusives (en trois leptons) à 9.3 TeV, en fonction de quoi nous rééchelonneront nos sections efficaces après coupures pour estimer nos résultats dans l'hypothèse d'une phase préliminaire. Enfin, nous referons notre analyse aux énergie et luminosité nominales du LHC.

4. Les expériences au LHC.

Quatre expériences auront lieu au LHC. Il y aura, d'une part les expériences dédiées, l'une aux ions lourds avec le détecteur ALICE [12] et l'autre à la physique du B avec LHC-B [13]. D'autre part, deux expériences générales sont prévues avec les détecteurs ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid). Elles sont préparées par deux collaborations d'expérimentateurs. La première, ATLAS, issue de la fusion des collaborations EAGLE et ASCOT, comporte près de 1500 physiciens et ingénieurs (dont les membres de l'équipe ATLAS de Clermont-Fd); la seconde en comporte environ un millier. Malgré les tailles impressionnantes de ces collaborations, le travail s'y effectue de façon relativement efficace grâce à une bonne répartition des rôles.

Outre le groupe de travail LHC qui s'occupe des développements, des tests et de l'installation des faisceaux du collisionneur, il existe au CERN une série de groupes de recherche et développement (RD). Ceux-ci sont chargés d'optimiser des techniques déjà existantes ou d'en tester de nouvelles en vue de la construction des détecteurs.

Ainsi, le LPC de Clermont-Fd a participé à RD1 pour le développement d'un calorimètre en plomb à fibres scintillantes. Cette option n'ayant pas été retenue pour la calorimétrie électromagnétique d'ATLAS, ce RD a été interrompu ; ses conclusions pourront néanmoins servir pour d'autres expériences.

Par la suite, l'équipe ATLAS de Clermont-Fd a participé au RD34 en vue de l'élaboration d'un calorimètre hadronique à tuiles scintillantes (TICAL). Ayant pris part à ce travail, je consacrerai le chapitre 3 au système de lecture du calorimétrie hadronique d'ATLAS.

La physique n'a évidemment pas été oubliée dans ce programme, elle a été simulée par différents sous-groupes dont celui sur la supersymétrie au sein duquel nous avons présenté et discuté l'essentiel du travail qui figure ci-après.

Références

[1] G. Altarelli, CERN-TH. 7464/94 (1994)

[2] F. Abe et al., CDF collaboration, Phys. Rev. D50 (1994) 2966,
Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 225

[3] J. Ellis, G. Fogli et E. Lisi, CERN-TH. 7261/94
BARI-TH/177-94 (1994)

[4] G. et P. Giacomelli, "Particles Searches at LEP", CERN-PPE/93-107 (1993)

[5] S. Abachi et al., D0 collaboration, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632

[6] J.-E. Augustin, "Physics at LEP 200", CERN-PPE-94-81 (1994)

[7] G. Brianti, CERN SCHOOL OF PHYSICS 1990
"The LHC in the LEP tunnel", CERN 92-06 (1992)

[8] ECFA LHC WORKSHOP (Aachen), Proceedings Vol. 1, CERN 90-10,
ECFA 90-133 (1990)

[9] ATLAS Letter of Intent, CERN/LHCC/92-4, LHCC/I2 (1992)

[10] ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2 (1994)

[11] J. Gareyte, Summer Students Lectures at CERN (1993), "The CERN LHC"

[12] N. Antoniu et al., "A Large Ion Collider Experiment at CERN LHC", CERN/LHCC/93-16, (1993)

[13] "A Dedicated LHC Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation", CERN/LHCC/95-5 LHCC/I8, (1995)

[14] Pour les différentes interprétations actuellement à l'étude voir par exemple:
J. Ellis, J. Lopez et D. Nanopoulos, CERN-TH/95-314, hep-ph/9512288 (1995),
D. Garcia et J. Sola, UAB-FT-358, hep-ph/9502317 (1995),
G. Altarelli et al., CERN-TH/96-20, hep-ph/9601324 (1996)

Chapitre 1

La supersymétrie et son modèle minimal

1.1 Du Modèle Standard à la supersymétrie

1.1.1 Revue critique du Modèle Standard

Le modèle standard [1] décrit trois des quatre interactions fondamentales: l'interaction forte, l'interaction électromagnétique et l'interaction faible qui s'exercent entre les fermions considérés comme élémentaires que sont les quarks et les leptons. Les théories qui décrivent ces interactions sont des théories de jauge (c'est-à-dire à invariance de jauge locale) dans lesquelles les interactions sont véhiculées par des champs de jauge (bosoniques).

Le groupe de jauge du modèle standard (MS) est:

$$G_{MS} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

où le symbole $\otimes$ signifie qu'il y a un produit direct entre ces groupes de symétrie, donc qu'il n'y a pas d'unification entre les interactions dans ce modèle. Il y a néanmoins un mélange entre les champs de jauge électromagnétique et faible qui justifie l'appellation d'électrofaible donnée à la description commune de ces deux interactions.

La densité lagrangienne du modèle standard comporte trois termes:

$$\mathrm{L}_{MS} = \mathrm{L}_{Yang-Mills} + \mathrm{L}_{Yukawa} + \mathrm{L}_{Higgs} \tag{1.1}$$

Nous pouvons donc subdiviser ce modèle en trois secteurs que nous appellerons respectivement le secteur de jauge, le secteur des fermions et le secteur scalaire.

a) Le secteur de jauge

Il est constitué par les bosons de spin-parité $J^P = 1^-$ qui appartiennent à la représentation adjointe du groupe de jauge G_{MS}; leurs nombres quantiques respectifs par rapport à $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ figurent dans le tableau ci-dessous:

Bosons de jauge	Notation	Nombres quantiques	Groupe de jauge	Constantes de couplage
Gluons	G_μ^a	(8,1,0)	$SU(3)_C$	g_3
Bosons intermédiaires faibles	W_μ^j	(1,3,0)	$SU(2)_L$	g_2
Boson abélien	B_μ	(1,1,0)	$U(1)_Y$	g_1

Tableau 1.1: Les interactions dans le modèle standard.

Les indices utilisés étant a pour les différents gluons ($1 \leq a \leq 8$), j pour les trois bosons intermédiaires faibles ($1 \leq j \leq 3$) et μ pour les coordonnées d'espace-temps.

b) Le secteur des fermions

Les champs de matière (fermioniques) appartiennent à la représentation fondamentale du groupe de jauge. Ce sont les quarks et les leptons qui sont classés en trois générations. Le modèle standard est chiral, c'est-à-dire qu'il ne respecte pas la symétrie gauche-droite (L-R): les fermions droits n'ont pas les mêmes nombres quantiques que les gauches.

Fermions	Notation	Multiplets de $SU(2)_L$	Nombres quantiques
Leptons	$L_{\alpha L}$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	(1,2,-1)
	$l_{\alpha R}$	$e^-_R \quad \mu^-_R \quad \tau^-_R$	(1,1,-2)
Quarks	$\begin{pmatrix} U^i_\alpha \\ D^i_\alpha \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L$	(3,2,1/3)
	$U^i_{\alpha R}$	$u^i_R \quad c^i_R \quad t^i_R$	(3,1,4/3)
	$D^i_{\alpha R}$	$d^i_R \quad s^i_R \quad b^i_R$	(3,1,-2/3)

Tableau 1.2: Les fermions du modèle standard.

Les indices sont i pour les couleurs (1$\leq i \leq$3) et α pour les générations (1$\leq \alpha \leq$3). Notons que l'on peut retrouver la charge électrique de ces champs grâce à la relation de Gell-Mann et Nishijima:

$$Q = I_{3L} \ + \ Y/2 \tag{1.2}$$

où I_{3L} est la troisième composante d'isospin faible (pour les fermions gauches) et Y l'hypercharge faible.

c) Le secteur scalaire

Dans la version minimale du MS, il n'y a qu'un seul doublet de Higgs:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

de nombres quantiques (1,2,-1) qui donne une masse aux $W^\pm$ et Z^0 ainsi qu'aux quarks et aux leptons par brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

d) Le lagrangien

Les termes contribuant à la densité lagrangienne L_{MS} du MS sont:

$$\left\{\begin{array}{lcl} \bullet\ \mathrm{L}_{Yang-Mills} & = & -\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4}W^i_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_i - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + i\bar{L}_\alpha\gamma^\mu D_\mu L_\alpha \\ & & + i\bar{Q}_{R\alpha}\gamma^\mu D_\mu Q_{R\alpha} + i\bar{l}_\alpha\gamma^\mu D_\mu l_\alpha + i\bar{U}_\alpha\gamma^\mu D_\mu U_\alpha + i\bar{D}_\alpha\gamma^\mu D_\mu D_\alpha \\ \bullet\ \mathrm{L}_{Yukawa} & = & f^l_{\alpha\beta}\bar{L}_\alpha l_\beta\phi + f^d_{\alpha\beta}\bar{Q}_{R\alpha}D_\beta\phi + f^u_{\alpha\beta}\bar{Q}_{R\alpha}U_\beta\tilde{\phi} \\ & & + \text{ conjugués hermitiques (c.h.) avec } \tilde{\phi} = i\tau_2\phi^\dagger \\ \bullet\ \mathrm{L}_{Higgs} & = & (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi^\dagger\phi) = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) + \mu^2(\phi^\dagger\phi) - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \end{array}\right. \tag{1.4}$$

où les τ^i sont les matrices 2×2 de Pauli, les λ^a les matrices 3×3 de Gell-Mann et les $f_{\alpha\beta}$ les couplages de Yukawa des fermions.

e) L'origine des masses

Signalons d'abord que la chiralité de l'interaction faible interdit la présence de termes de masse explicites pour les fermions dans L_{MS}. En effet, ceux-ci seraient de la forme :

$$m\,(\psi_L^\dagger\psi_R + \psi_R^\dagger\psi_L) \tag{1.5}$$

qui n'est manifestement pas invariante sous $SU(2)_L$. De même, l'invariance de jauge interdit les termes de masse explicites pour les bosons de jauges et notamment pour les $W^\pm$ et Z^0.

C'est par la brisure spontanée de la symétrie électrofaible que toutes les particules (massives) du MS acquièrent leur masse. Cette brisure est provoquée par la valeur moyenne dans le vide (v.e.v.) non nulle que possède le doublet de Higgs ϕ si le paramètre μ^2 du potentiel scalaire a une valeur négative (cf Fig. 1.1):

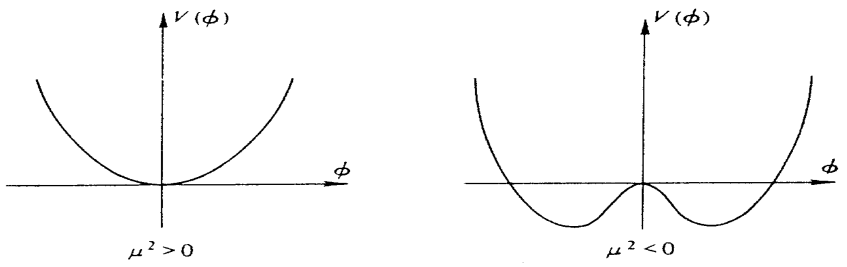


Figure 1.1: Le potentiel scalaire du modèle standard.

$$< 0|\phi|0 >= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \text{ avec } v = \sqrt{-\mu^2/\lambda} = 246 \text{ GeV} \tag{1.6}$$

Cela a pour conséquence la réduction de la symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ à la symétrie apparente $SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}$.
Dès lors, les bosons intermédiaires faibles sont:

$$\begin{cases} W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \pm W_\mu^2)/\sqrt{2} \\ Z_\mu = \sin\theta_W B_\mu - \cos\theta_W W_\mu^3 \end{cases} \tag{1.7}$$

avec pour masse respective:

$$\begin{cases} m_W = g_2 v/\sqrt{2} \\ m_Z = m_W/\cos\theta_W \end{cases} \tag{1.8}$$

$$\text{et} \quad \tan\theta_W = g_1/g_2 \tag{1.9}$$

Le photon est de la forme :

$$\gamma_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \tag{1.10}$$

et a une masse nulle; quant au higgs, il a une masse :

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2} \tag{1.11}$$

Les champs de matière (fermions) acquièrent chacun une masse proportionnelle à leur couplage de Yukawa et à la v.e.v. du higgs :

$$\begin{aligned} m_{\alpha\beta}^u &= f_{\alpha\beta}^u v/\sqrt{2} \\ m_{\alpha\beta}^d &= f_{\alpha\beta}^d v/\sqrt{2} \\ m_{\alpha\beta}^l &= f_{\alpha\beta}^l v/\sqrt{2} \end{aligned} \tag{1.12}$$

f) Les paramètres arbitraires

Il y a 19 paramètres arbitraires dans le modèle standard:

- les 3 couplages de jauge: g_1, g_2 (ou $\sin\theta_W$) et g_3,
- les 9 couplages de Yukawa $f_{\alpha\beta}$,
- les 2 paramètres du potentiel scalaire: μ^2 (ou m_H, ou v) et λ,
- les 3 éléments de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa ainsi que la phase qui paramétrise la violation de CP et
- le paramètre θ_{QCD} de violation de CP qui intervient dans le lagrangien gluonique des interactions fortes: $\mathrm{L}_{\theta_{QCD}} \sim \theta_{QCD} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a$.

g) Les anomalies chirales

Il existe dans le modèle standard, comme dans toute théorie de jauge chirale, des diagrammes linéairement divergents et non-renormalisables. Ce sont des boucles triangulaires de fermions (cf Fig. 1.2) aux sommets desquelles viennent se coupler des bosons de jauge, avec au moins un couplage axial:

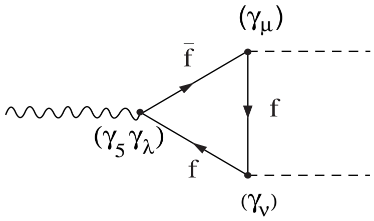


Figure 1.2: Les anomalies chirales.

elles sont également connues sous le nom d'anomalies d'Adler-Bell-Jackiw [2].

Chaque fermion apporte une contribution aux anomalies qui est indépendante de sa masse. Cela suggère que la seule façon de s'en affranchir est de sommer les contributions de tous les fermions du modèle. Dans le modèle standard, les conditions de compensation des anomalies se ramènent à [3] :

$$\sum_{\substack{doublets\ (L)\\ de\ SU(2)_L}} Y = \sum_{\substack{doublets\ (R)\\ de\ SU(2)_L}} Y \quad \Longrightarrow \quad \sum_{\substack{doublets\ (L)\\ de\ SU(2)_L}} Y = 0 \tag{1.13}$$

puisqu'il n'existe pas de doublet (R) de $SU(2)_L$

$$\sum_{fermion(L)} Y^3 = \sum_{fermion(R)} Y^3 \tag{1.14}$$

Nous pouvons d'ailleurs vérifier à l'aide du tableau 1.2 que ces conditions sont statisfaites.

La compensation des anomalies dans le modèle standard a des conséquences très intéressantes: d'abord c'est un argument qui étaye l'existence du quark top, qui confirme l'existence de trois degrés de liberté de couleur pour les quarks et qui permet d'expliquer la quantification de la charge électrique sans faire appel aux GUTs (théories grande-unifiées), ceci à condition d'inclure les anomalies gravitationnelles [4].

Le domaine de validité du modèle standard:

a) La trivialité du couplage $\lambda\phi^4$

La constante du couplage quadrilinéaire du potentiel scalaire dépend de l'échelle d'énergie.

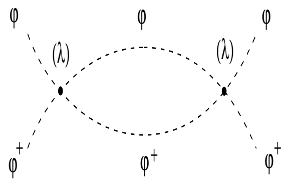


Figure 1.3: Le couplage $\lambda\phi^4$.

Si on néglige les interactions (de jauge et de Yukawa), on obtient son extrapolation grâce à l'équation du groupe de renormalisation suivante:

$$\frac{d\lambda(Q^2)}{dLn(Q^2/\Lambda^2)} = \frac{3}{4\pi^2}\lambda^2(Q^2) \tag{1.15}$$

d'où

$$\lambda^2(Q^2) = \frac{\lambda(\Lambda^2)}{1 - \frac{3\lambda(\Lambda^2)}{4\pi^2}Ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad \underset{\Lambda \to \Lambda_L}{\longrightarrow} \quad \frac{-4\pi^2}{3Ln(Q^2/\Lambda_L^2)} \tag{1.16}$$

rapport qui est singulier (pôle de Landau) pour la valeur Q=Λ_L qui est prise comme "cut-off" du modèle standard. La formule précédente (1.16) n'a donc de sens mathématique quand Q=Λ_L que si $\lambda = 0$, d'où l'expression: "la trivialité du couplage $\lambda\phi^4$"; mais elle est évidemment valable tant que Q< Λ_L. Ceci suggère l'émergence d'une nouvelle physique au-delà de Λ_L qui justifierait l'existence même de ce cut-off. D'après l'équation 1.11,

$$m_H^2 = 2\lambda(m_H^2)v^2 = \frac{-8\pi^2v^2}{3Ln(m_H^2/\Lambda_L^2)} \tag{1.17}$$

Par ailleurs, des arguments basés sur l'unitarité dans les diffusions $W_L^+W_L^-$ [5] montrent que l'approche perturbative développée ci-dessus n'est valable que si $m_H \leq 4v \approx$1 TeV. Si $m_H >$ 1 TeV alors le higgs peut avoir des self-interactions fortes.

b) La non-naturalité de m_H

Ce problème provient des corrections radiatives de la masse du H^0: $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$. La renormalisation du paramètre μ^2 reçoit les contributions des diagrammes suivants:

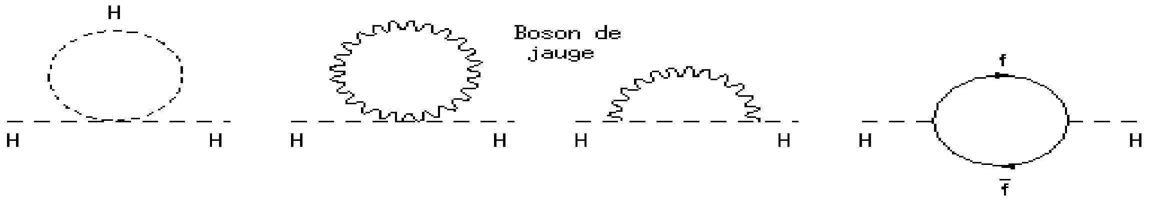


Figure 1.4: Les corrections radiatives sur la masse du higgs.

où les tirets représentent le H^0, les traits ondulés les bosons de jauge et les traits pleins les fermions. La contribution du champ scalaire diverge quadratiquement avec l'énergie. Ainsi, si l'on tronque ces intégrales à une échelle d'énergie Λ, nous avons:

$$\begin{cases} \mu^2 = \mu_0^2 + \delta\mu^2 & \text{avec} \\ \delta\mu^2 \sim \Lambda^2 & \text{donc} \\ \delta m_H^2 \sim \Lambda^2 & \end{cases} \tag{1.18}$$

Nous voyons d'une part que la correction δm_H est indépendante de la masse "nue" du higgs m_H^0, ce qui n'est pas "naturel" et, d'autre part, qu'elle diverge quadratiquement; elle est néanmoins renormalisable. C'est le problème de la non-naturalité des scalaires élémentaires qui est dû au fait qu'aucune symétrie ne protège leur masse dans le MS.

Par contre, pour les fermions, les corrections sont de la forme:

$$\delta m_f \sim m_f^0 Ln(\Lambda/m_f^0) \tag{1.19}$$

Elles sont proportionnelles à m_f^0, ce qui est naturel, et ne divergent que de manière logarithmique; elles sont donc renormalisables. Ceci est dû au fait que la masse des fermions est protégée par la symétrie chirale (cf 1.5) dans le MS.

Le problème de la non-naturalité de m_H a des conséquences désastreuses dès que l'on essaie d'étendre la validité du modèle standard vers les hautes énergies. Ainsi, pour des valeurs de Λ élevées, par exemple $\Lambda_{GUT} \approx 10^{16}$ GeV ou $\Lambda_{Planck} \approx 10^{19}$ GeV, la masse du H^0 est inévitablement entraînée vers ces échelles d'énergie. C'est le problème de la hiérarchie des brisures de symétrie. La seule alternative est alors de réaliser un ajustement très fin (dénommé "fine-tuning") entre μ_0^2 et $\delta\mu^2$ sur 28 décimales pour $\Lambda = \Lambda_{GUT}$ et ce à tous les ordres du développement perturbatif! Cette procédure étant par trop artificielle, le problème de non-naturalité constitue un nouvel argument (probablement le principal) qui pousse à transcender le modèle standard.

Les lacunes du modèle standard:

L'une des principales lacunes du modèle standard tient au fait qu'il contient trop de paramètres arbitraires. Par ailleurs, il laisse nombre de questions sans réponse; nous classerons ces interrogations en trois catégories.

a) Le problème des masses.

Quelle est l'origine de la masse des particules ? Sont-elles dues au mécanisme de Higgs standard ou à un mécanisme dynamique ? Est-ce que le H^0 est une particule élémentaire ? ...

b) Le problème des saveurs

Pourquoi y a t'il trois générations ? Quelle est l'origine des angles de mélange des quarks (dans les interactions faibles) ? Quelle est l'origine de la violation de CP (notamment dans les interactions fortes) ? Est-ce que les quarks et les leptons sont des particules élémentaires ? ...

c) Le problème de l'unification

La grande-unification est-elle réalisée (sachant qu'elle pourrait éventuellement imposer une masse non-nulle aux neutrinos ainsi qu'une durée de vie limitée au proton) ? Existe-t-il une théorie quantique de la gravitation ? Une telle théorie exigerait-elle que les particules élémentaires soient représentées par des objets étendus ? Est-ce qu'une telle théorie nécessite un formalisme de Kaluza-Klein (c'est-à-dire un espace-temps à plus de quatre dimensions) ? Est-il possible d'établir une théorie unifiée incluant la gravitation ? ...

Conclusion:

Bien que le modèle standard soit remarquablement bien confirmé par l'expérience, il souffre d'insuffisances théoriques. En particulier, les problèmes de la trivialité de $\lambda\phi^4$ et surtout de non-naturalité de $m_{_H}$ nous conduisent à le considérer comme un modèle effectif valable tant que Q $\leq$ 1 TeV. Dès lors, la recherche d'une théorie plus fondamentale qui l'engloberait se justifie pleinement.

1.1.2 Au-delà du modèle standard.

Maintenant que nous sommes convaincus de la nécessité de dépasser le cadre du modèle standard, il nous faut encore argumenter en faveur de la supersymétrie après une brève revue des principales alternatives qui sont proposées par rapport au traitement perturbatif de la brisure spontanée de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Ces dernières sont basées sur les modèles composites dans lesquels tout ou partie des particules du modèle standard ont une sous-structure. De manière générale, nous pouvons considérer que les fermions et/ou les bosons standards ne sont pas élémentaires. Toutefois, le problème essentiel posé par le modèle standard étant celui de son secteur scalaire, nous ne nous intéresserons ci-après qu'aux modèles qui s'attachent à résoudre ce problème. Parmi ces modèles figurent: les modèles de condensat $t\bar{t}$, de Technicouleur et de BESS (Breaking Electroweak Symmetry Strongly, c'est-à-dire des modèles à interactions fortes dans le secteur scalaire).

Les modèles composites:

a) Les condensats $t\bar{t}$.

Dans ces modèles [6], le H^0 est remplacé par un état lié $t\bar{t}$ qui a une valeur moyenne dans le vide: $< 0|\bar{t}_L t_R|0 > \neq 0$ ce qui provoque la brisure dynamique de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La condensation de la paire $t\bar{t}$ est due à une nouvelle interaction confinante qui est modélisée par un couplage effectif à quatre fermions:

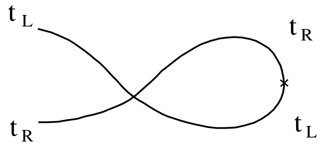


Figure 1.5: Le couplage effectif à 4 fermions.

$$\mathrm{L}_{eff} = G_t(\bar{t}_L t_R)(\bar{t}_R t_L) + G_f(\text{autres fermions}),$$

avec une constante de couplage $G_t \sim 1/\Lambda_t^2$ où Λ_t est l'échelle d'énergie à partir de laquelle se manifeste la nouvelle interaction. Il est alors possible de retrouver la masse du top grâce à la relation :

$$G_t^{-1} - N_C \Lambda_t^2/4\pi^2 = -m_t^2 Ln(\Lambda_t^2/m_t^2) \tag{1.20}$$

où N_C est le nombre de couleurs. De même, nous avons:

$$\begin{cases} m_{_H}^0 = 2m_t^0 \\ m_{_W}^2 = \dfrac{g_2^2 N_C}{2\sqrt{2}(4\pi^2)} m_t^2 Ln(\Lambda_t^2/m_t^2). \end{cases} \tag{1.21}$$

D'autre part, on n'obtient le bon ordre de grandeur pour m_t qu'au prix d'un "fine-tuning" entre G_t^{-1} et Λ^2 qui sont du même ordre de grandeur mais tous deux beaucoup plus grands que m_t^2. Finalement il reste à ajouter aux résultats ci-dessus les corrections radiatives dues à $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ pour compléter ce modèle. Ce modèle qui pour avantage d'expliquer la brisure de la symétrie électrofaible par un mécanisme dynamique en n'introduisant aucune nouvelle particule (sauf implicitement les bosons de jauge de la nouvelle interaction) se heurte à de nombreux problèmes phénoménologiques: d'une part il prédit des taux de courants neutres changeant la saveur (Flavor Changing Neutral Currents ou FCNC) incompatibles avec les données actuelles, d'autre part comme le montrent des revues récentes [7], que dans le meilleur des cas il prédit une valeur de $m_t \geq 220$ GeV, ce qui est à plus de trois écart-standards des valeurs publiées par les collaborations CDF et D0. Il semble donc que ce modèle soit dores et déjà exclu par les données expérimentales.

b) La technicouleur

Ce modèle [8] est basé sur une analogie avec la QCD. De même que la brisure de la symétrie chirale : $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \longrightarrow SU(2)_V$ est due aux états liés $\pi^{\pm}$ et π^0, la technicouleur (TC) tente de rendre compte de la brisure de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en postulant l'existence de condensats de technifermions. A l'instar du modèle de condensats $t\bar{t}$, ces paires de technifermions sont liées par une nouvelle interaction confinante basée sur la symétrie de jauge $SU(N)_{TC}$ et qui devient prépondérante au-delà du TeV.

Si on introduit deux doublets de $SU(2)_{L+R}$: Ψ_L et Ψ_R alors, le fait que $< 0|\bar{\Psi}_R\Psi_L|0 >$ soit non nul, permet effectivement de briser la symétrie électrofaible. En outre cette brisure génère 3 bosons de Goldstone qui sont absorbés par les composantes longitudinales des $W^{\pm}$ et Z^0 (qui acquièrent leur masse).

Toutefois ce mécanisme ne permet pas de retrouver les masses des fermions. Pour cela, il faut introduire une nouvelle interaction dite de technicouleur étendue (ETC) [9] qui couple les fermions aux technifermions:

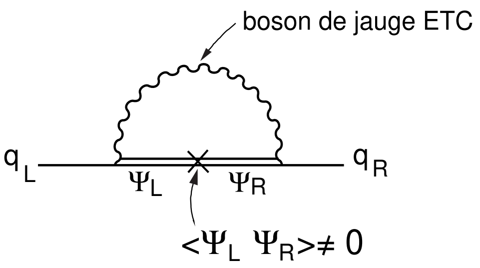


Figure 1.6: Interaction de technicouleur étendue.

La masse des quarks s'exprime alors par:

$$m_q = g^2\Lambda^3_{TC}/M^2_{ETC} \quad \text{où} \quad \mathrm{M_{ETC}} \approx 10^{4\sim5}\ \mathrm{GeV}. \tag{1.22}$$

Dès lors se dresse un éceuil important: l'interaction ETC permet l'existence de nombreux FCNC qui sont pourtant sévèrement contraints par les données électrofaibles. Pour contourner cette difficulté, on introduit une techni-famille complète (c'est-à-dire avec les différentes saveurs). Mais, dans ces conditions, la symétrie globale initiale est agrandie et l'on passe par exemple de $SU(8)_L \otimes SU(8)_R \longrightarrow SU(8)_V$, auquel cas 63 bosons de Goldstone sont générés. Par conséquent, après la brisure de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, il reste 60 pseudo-bosons de Goldstone, des technipions, qui ne peuvent acquérir que de faibles masses par corrections radiatives. Or toutes ces particules légères auraient dû être détectées au LEP, au SLC ou au Fermilab. Une solution à ce problème a été proposée récemment, il s'agit de la TC stagnante (ou Walking TechniColor [10]). Elle consiste à annuler la fonction β du couplage g_{TC}. Cette fonction β, définie par $\beta = \mu\frac{\partial g_{TC}}{\partial\mu}$, relie la constante de couplage g_{TC} à l'échelle de renormalisation μ. Cela permet d'augmenter les valeurs moyennes dans le vide (v.e.v.) des condensats et donc la masse des technipions. Il faut noter que les confrontations entre ces modèles et l'expérience sont compliquées (voire rendues impossibles) par deux facteurs: d'une part il s'agit de modèles à interactions fortes d'où une relative imprécision dans leurs prédictions dues à leur caractère non-perturbatif, d'autre part, aucun modèle achevé et cohérent n'existe dans ce domaine. Aussi, ces incertitudes empêchent pour le moment tout test expérimental définitif de cette classe de modèles. Néanmoins, sans que les résultats de ces confrontations ne soient aussi négatifs que pour les modèles de condensats $t\bar{t}$, les données électrofaibles actuelles sont loin de favoriser les modèles de TC. Ainsi, comme le montrent des revues récentes [7], les modèles simples de TC (tels que $SU(4)_{TC}$ avec une seule génération) sont exclus. Alors que ceux de ETC et de WTC ne sont que défavorisés, essentiellement parce qu'ils apportent des contributions $\Delta\epsilon_3 \gg 0$ et $\Delta\epsilon_b \ll 0$ qui vont à l'encontre des résultats expérimentaux. Le lecteur pourra trouver les définitions exactes des observables $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ et ϵ_b dans la référence [7a]. Signalons seulement pour notre propos que ϵ_3 tient compte des corrections radiatives sur ρ (le rapport des couplages aux $W^\pm$ et au Z^0) ainsi que des corrections sur $\sin\theta_W$ alors que ϵ_b dépend essentiellement de m_t.

c) Les modèles BESS.

Ces modèles [12] sont basés sur une analogie avec les modèles σ linéaires qui décrivent bien la phénoménologie des pions et des pseudo-scalaires à basse énergie, indépendamment de la QCD. On se place ici dans la limite où $m_H \to \infty$ ce qui est équivalent à ce que le couplage λ (cf 1.4) soit fort. Dans ces conditions, un développement en ondes partielles montre que les amplitudes de diffusion $W_L^+ W_L^-$ et $Z_L^0 Z_L^0$ violent l'unitarité. On peut alors adopter un modèle σ non-linéaire (pour s'affranchir de tout scalaire élémentaire) effectif basé sur le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes SU(2)_R / SU(2)_V$ où le higgs est remplacé par 3 nouvelles résonances composites $V^\pm$ et V^0 qui apparaissent au-delà du TeV et qui correspondent à la symétrie cachée $SU(2)_V$. Ce sont les pendants des mésons vecteurs ρ échangés dans les interactions fortes à basse énergie. Il se produit alors un mélange entre les bosons de jauge standards et les bosons $V^\pm$ et V^0. Cela implique une modification des couplages des bosons standards aux fermions. Ce modèle permet de retrouver les résultats du modèle standard et prédit en plus une nouvelle phénoménologie très riche basée notamment sur les désintégrations des résonances V ($V^\pm \to \tau^\pm \nu_\tau$ et $V^0 \to \tau^+\tau^-$ par exemple) et sur des couplages trilinéaires (tels que $V^\pm \to W^\pm Z^0$ et $V^0 \to W^+W^-$). Bien que les données électrofaibles contraignent fortement les couplages des $V^\pm$ et V^0 aux fermions ainsi que leurs angles de mélange avec les bosons de jauge standards, ces modèles sont toujours viables. Il est d'ailleurs prévu de les tester au LEP II [13], au NLC [14] ainsi qu'au LHC [15].

Les symétries supplémentaires:

a) Les Théories Grandes Unifiées.

Les trois interactions fondamentales traitées par le modèle standard sont toutes les trois régies par des théories de jauge (renormalisables) avec, qui plus est, un mélange entre les champs de jauge des interactions faible et électromagnétique. Cela laisse à penser qu'il existe une théorie plus fondamentale qui unifie ces trois interactions; une telle théorie est dite de "Grande Unification" (GU). La GU est basée sur la convergence des constantes de couplage des interactions forte, faible et électromagnétique telle qu'elle est suggérée par les données du LEP [16].

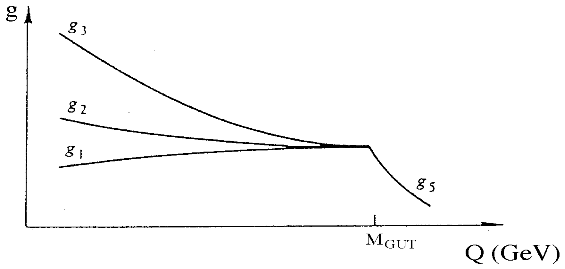


Figure 1.7: La convergence des constantes de couplage dans les GUT.

Les équations du groupe de renormalisation (RGE) permettent d'extrapoler cette tendance jusqu'à l'échelle d'énergie de GU: $\Lambda_{GUT} \approx 10^{15\sim16}$ GeV à laquelle on a:

$$\alpha_3 = \alpha_2 = \frac{5}{3}\alpha_1 = \alpha_{GUT} \tag{1.23}$$

On suppose en outre qu'il n'y a plus qu'un seul groupe de jauge G_{GUT} et une seule constante de couplage α_{GUT}: il y a unification des trois interactions. Pour qu'un tel modèle admette le MS comme limite à basse énergie, la condition minimale est que $G_{GUT} \supset SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: G_{GUT} doit être un groupe de rang supérieur ou égal à quatre.

Il existe plusieurs candidats de G_{GUT}: $SU(5)$, $SO(10)$, $E_6, ...$, dont le plus simple est $SU(5)$; c'est d'ailleurs le groupe qu'avaient proposé H. Georgi et S. Glashow dès 1974 [17]. Ces deux auteurs ont construit un modèle particulièrement achevé et cohérent mais qui rencontre néanmoins des problèmes phénoménologiques qui l'excluent. D'une part, il prédit une valeur de $\sin^2\theta_W$ trop faible par rapport à la valeur expérimentale et, d'autre part, il prédit un temps de vie du proton très en-deçà de la limite expérimentale. Il est en effet possible dans toute GUT de prédire la valeur de l'angle de Weinberg à l'échelle Λ_{GUT} puisque

$$\sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \tag{1.24}$$

Ensuite, on peut transposer cette prédiction à l'échelle m_z grâce aux RGE. Ainsi, dans le cadre du modèle $SU(5)$ [18]:

$$\sin^2\theta_W(m_z) = 0.2141, \tag{1.25}$$

alors que la moyenne des données électrofaibles (LEP et SLC) est de [18]:

$$\sin^2\theta_W(m_z)_{exp} = 0.2317 \pm 0.0004. \tag{1.26}$$

La prédiction de SU(5) est donc à 44σ de la valeur mesurée.

Quant au proton, il se désintègre préférentiellement suivant le mode $p \to e^+\pi^0$ avec un temps de vie $\tau_p \approx \Lambda_{GUT}^4/m_p^5$. Ce qui donne, toujours pour le modèle $SU(5)$ [19]:

$$\tau_p(p \to e^+\pi^0) = 4 \times 10^{29\pm0.7}\ ans \tag{1.27}$$

à comparer avec

$$\tau_p(p \to e^+\pi^0)_{exp} \geq 6.8 \times 10^{32}\ ans \tag{1.28}$$

à 90 % de degré de confiance [20].

Chacun de ces résultats suffit à éliminer le groupe $SU(5)$ en tant que groupe de jauge de GU (en l'absence de supersymétrie).

Les deux autres candidats intéressants, $SO(10)$ et E_6, de rang respectif 5 et 6, ont des prédictions plus ou moins éloignées de celles de $SU(5)$ en fonction de la manière de briser leur symétrie jusqu'à de redonner le groupe de jauge du modèle standard. Notons cependant que $SO(10)$ est un modèle dans lequel il existe des neutrinos droits (ν_R); cela est également le cas de E_6, modèle inspiré des supercordes, puisque $E_6 \supset SO(10) \otimes U(1)$. Ces deux modèles prédisent donc que les neutrinos ont une masse non nulle.

b) La supersymétrie.

La supersymétrie (SUSY) [21] est une nouvelle symétrie qui associe un boson à chaque fermoin et vice-versa. Ses générateurs Q (qui sont des spineurs de Majorana) changent d'une demi-unité le spin de leur opérande:

$$Q_\alpha|S>=|S\pm1/2> \quad \Longrightarrow \begin{cases} Q_\alpha|B>=|F> \\ Q_\alpha|F>=|B> \end{cases} \tag{1.29}$$

où $1 \leq \alpha \leq 4$ est l'indice spinoriel. Historiquement, c'est dans les années 60 que, suite aux succès des symétries globales dans la classification des particules élémentaires, les théoriciens ont cherché de nouvelles symétries et notamment des symétries reliant des multiplets de spins différents. Cependant cette tendance connut un coup d'arrêt en 1967 avec la démonstration du théorème de Coleman-Mandula [22] qui interdisait l'unification de symétries internes (symétrie de couleur, d'hypercharge, d'isospin,...) avec les symétries de l'espace-temps dans les théories quantiques de champs. La recherche dans cette voie fut relancée des années plus tard en 1975 quand Haag-Lopuszanski-Sohnius [23] réalisèrent que l'on pouvait circonvenir au théorème de Coleman-Mandula en étendant les algèbres de Lie sur lesquelles sont fondées les théories quantiques de champs à des algèbres de Lie graduées.

Ainsi les générateurs de SUSY, qui obéissent à une algèbre de commutation (algèbre de Lie), satisfont en plus des relations d'anticommutation (algèbre de Lie graduée):

$$[Q_\alpha, M^{\mu\nu}] = i(\sigma^{\mu\nu})_\alpha^\beta Q^\beta \tag{1.30}$$
$$[Q_\alpha, P^\mu] = 0 \tag{1.31}$$
$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = -2(\gamma_\mu)_{\alpha\beta}P^\mu \tag{1.32}$$
$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 0 \tag{1.33}$$

avec

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma_\mu, \gamma_\nu] \text{ et } \bar{\mathrm{Q}}_\alpha = \mathrm{Q}^{\mathrm{t}}_\alpha \gamma^0. \tag{1.34}$$

On obtient ainsi la seule extension non-triviale du groupe de Poincaré P qui contient les rotations $M^{\mu\nu}$ et les translations P^μ dans l'espace-temps. Autrement dit, tous les générateurs de SUSY ne commutent pas avec les générateurs du groupe de Poincaré à l'inverse des générateurs de symétries internes.

La relation (1.30) montre que Q_α se comporte comme un spineur. La relation (1.31) qui implique que $[Q_\alpha, P^2] = 0$ montre que toute transformation supersymétrique laisse invariant le quadrivecteur impulsion-énergie du système physique auquel elle est appliquée. Ceci a pour conséquence la dégénérescence des masses des champs dans tous les supermultiplets. Enfin, d'après la relation (1.32), deux transformations supersymétriques consécutives (le produit $Q_\alpha \bar{Q}_\beta$ par exemple) entraînent une translation P^μ dans l'espace-temps. Cette dernière relation est exploitée dans les modèles à SUSY locale, dits modèles de supergravité (SUGRA) [24]. En effet, dans ce cas, la gravitation est naturellement incluse puisqu'on a une connection entre les symétries internes et celles de l'espace-temps:

. d'une part les symétries de jauge (celles du modèle standard par exemple),

. d'autre part l'invariance par changement de coordonnées locales, c'est-à-dire la relativité générale (théorie de jauge non-quantique de la gravitation).

Le nombre N de générateurs de SUSY n'est pas fixé par la théorie, on peut seulement montrer [25] qu'il est limité à quatre pour les modèles à SUSY globale (contenant des particules de spin $S \leq 1$) et à huit pour les modèles de SUGRA (contenant des particules de $S \leq 2$). Pour unifier toutes les interactions il faut une SUSY étendue (i.e. avec $N > 1$). Toutefois, seule la SUSY N=1 est compatible avec des représentations complexes dans lesquelles figurent les fermions chiraux. Il est possible de contourner ce problème en invoquant des brisures de symétrie successives: à très haute énergie on peut avoir un modèle de SUSY étendue qui se réduit à un modèle de SUSY N=1 à une énergie intermédiaire et finalement au modèle standard (sans SUSY apparente) à basse énergie.

D'après la définition de la SUSY, chacun des supermultiplets doit contenir un nombre égal de degrés de liberté bosoniques et fermioniques. De façon générale, les modèles supersymétriques possèdent des supermultiplets chiraux contenant des fermions et les sfermions[1] de spins ($\frac{1}{2}$,0), des supermultiplets vectoriels contenant des bosons de jauge et les jauginos, de spins (1,$\frac{1}{2}$). En outre, pour les modèles de SUGRA, il y a un supermultiplet gravitationnel comprenant le graviton (hypothétique boson de jauge de la gravité) et le gravitino de spins respectifs (2,$\frac{3}{2}$).

Ces supermultiplets contiennent des particules sans masse tant que la symétrie électrofaible et la SUSY sont vérifiées. Les particules standards acquièrent leur masse

[1]Notation: Les partenaires supersymétriques des fermions sont appelés fermions scalaires ou sfermions alors que, de même que les higgs sont associés aux higgsinos, les bosons de jauge ont pour partenaires les jauginos.

lors de la brisure de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ alors que la masse des superparticules est due à la brisure de la SUSY. Il est évident que le modèle standard ne contient pas un nombre égal de degrés de liberté bosoniques et fermioniques. D'ailleurs les tentatives visant à appliquer la SUSY au spectre du modèle standard se sont toutes révélées infructueuses. On a par exemple essayé de relier les doublets:

$$(l^{\pm}, \nu_l) \leftrightarrow (W^{\pm}, \gamma) \quad ou \quad \Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} l^+ \\ \nu^l \end{pmatrix}, \ldots$$

On est inévitablement confronté au problème de la violation du nombre leptonique. Il est donc indispensable d'associer à chaque particule standard un partenaire supersymétrique (ou super-partenaire). Dès lors, il est également immédiat que la SUSY n'est pas une symétrie exacte. En effet, aucun super-partenaire n'a encore été observé dans les expériences. Par exemple, on n'a jamais observé de sélectron ($\tilde{e}$), de masse m_e =0.511 MeV, de charge $|q_e| = 1$ mais de spin 0. Cette brisure manifeste de la SUSY a pour principale conséquence la levée de la dégénérescence des masses dans les supermultiplets et on postule que les super-partenaires sont suffisament massifs pour demeurer hors de portée des expériences menées jusqu'à présent.

La brisure de la SUSY est un problème complexe qui demeure ouvert. Les premières tentatives basées sur la brisure spontanée de la SUSY se soldèrent par des échecs. Il convient de citer à cet égard les travaux de Fayet et Iliopoulos et ceux de O'Raifeartaigh [26] qui menèrent tous vers des problèmes phénoménologiques sérieux tels que des anomalies chirales, la violation des charges électrique et de couleur ou même une masse non nulle pour le photon,... La source de ces problèmes était la brisure spontanée de la SUSY globale à l'ordre de l'arbre. Il fut d'ailleurs démontré que dans des conditions très générales [27], ce type de brisure conduit invariablement à la violation des charges électrique et de couleur.

On peut s'affranchir de ces problèmes phénoménologiques en supposant qu'il y a brisure de la SUSY locale [18]. Cependant, la SUGRA n'étant pas une théorie renormalisable, elle doit être considérée comme une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale, la théorie des supercordes [28] par exemple. Le mécanisme de brisure de la SUSY étant inconnu, il est nécessaire, pour établir la théorie effective, de diviser le spectre en deux parties:

- un secteur visible (à SUSY globale) contenant les particules standards ainsi que leur super-partenaires,
- un secteur caché qui comprend toutes les particules très massives ($10^{10 \text{ à } 16}$ GeV).

Le secteur caché est responsable de la brisure de la SUSY et ne la transmet au secteur visible que par l'intermédiaire de l'interaction gravitationnelle.

Cette modélisation est d'ailleurs corroborée par les modèles de supercordes. Actuellement une des possibilités sont les modèles de supercordes hétérogènes basées sur le groupe de jauge $E_8 \otimes E_8$ (où E_8 est le groupe des symétries exceptionnelles de rang 8); les supercordes sont représentées dans un espace-temps à dix dimensions M_{10}. Comme l'espace-temps de Minkowski M_4 n'a que quatre dimensions, il faut réaliser une compactification. Cette opération consiste à recroqueviller les six dimensions excédentaires jusqu'à obtenir des rayons $R \approx M_{Pl}^{-1} \approx 10^{-35} m$, elles deviennent alors inobservables à basse énergie. Il est possible d'éviter le problème de la hiérarchie entre les échelles Λ_{Planck} et Λ_{Fermi} en requiérant que l'espace M_6, défini par $M_{10} \longrightarrow M_6 \oplus M_4$, soit holonome à $SU(3)$. A la compactification se produit donc la transition:

$$\underset{(10-D)}{E_8 \otimes E_8} \qquad \longrightarrow \qquad \underset{(4-D)}{E_8 \otimes E_6}$$

où E_8 correspond au secteur caché et E_6, groupe de GU (contenant $SU(5)$, $SU(5) \otimes U(1)$ *ou* $SO(10)$), joue le rôle de secteur visible. Ensuite, les propriétés du secteur visible (couplages de jauge, de Yukawa,...) se déduisent de la topologie de l'espace M_6 [29].

La figure suivante résume la démarche adoptée ci-dessus:

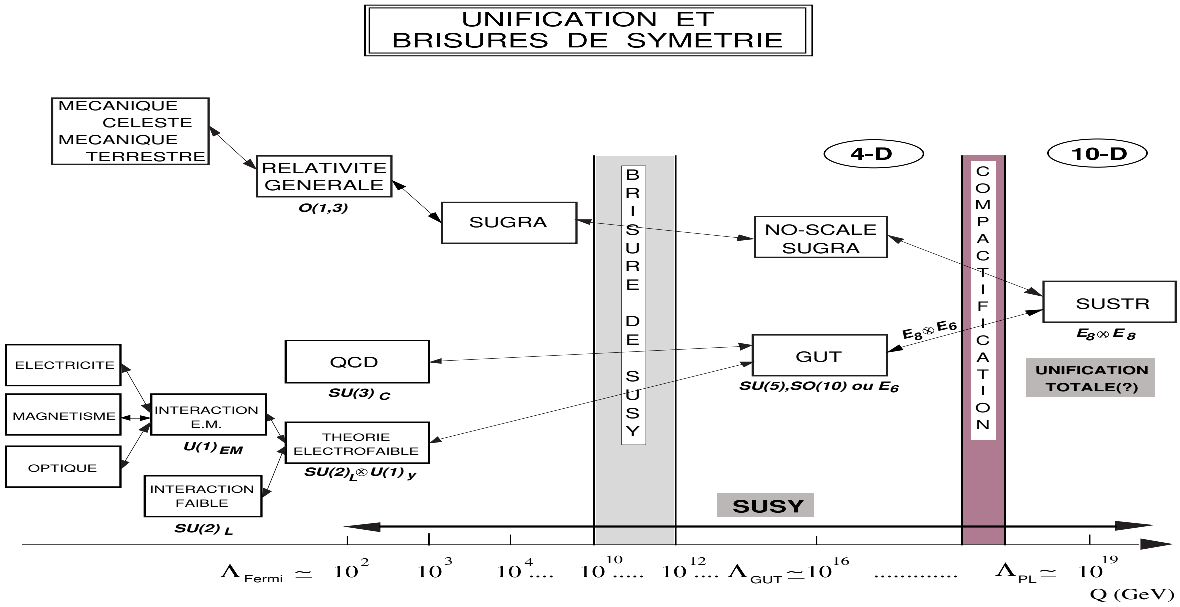


Figure 1.8: L'unification des interactions fondamentales.

parcourue dans le sens de l'énergie croissante, elle montre l'unification de toutes les interactions fondamentales. A l'inverse, parcourue dans le sens de l'énergie décroissante, elle aborde une cascade de brisures de symétries et aboutit à l'échelle de Fermi au modèle standard.

Pour l'instant ceci n'est qu'une version possible de l'extension supersymétrique du modèle standard. Pour la conforter, ne serait-ce que sur le plan théorique, il faudrait notamment:

- prouver le caractère fini du modèle $E_8 \otimes E_8$, [2]
- trouver le bon espace M_6 compatible à basse énergie avec le MS et
- clarifier les relations entre les modèles de supercordes et les théories de jauge.

La principale marge de manoeuvre réside dans le mode de compactification puisqu'il n'y a, a priori, dans ces modèles qu'un seul paramètre arbitraire: Λ_{Pl}.

En conclusion il apparaît que le MS est une théorie effective à basse énergie d'un modèle de SUSY globale (N=1) qui est lui-même une approximation d'un modèle de SUGRA (éventuellement avec GU), ce dernier étant probablement un modèle effectif de supercordes. Ceci illustre le fait que la SUSY s'inscrit dans la perspective de l'unification et se trouve de ce fait naturellement reliée à la SUGRA, à la GU et aux supercordes.

Il est légitime de s'interroger sur les avantages apportés par la SUSY. L'échec relatif des extensions non-perturbatives du MS constitue une motivation pour étudier la SUSY. Toutefois, comme nous l'avons rappelé, il n'existe pas de théorie achevée et cohérente en la matière. Donc la confrontation entre les modèles existants et l'expérience n'a qu'une valeur indicative, elle n'établit pas d'infirmation catégorique.

Il y a bien sûr d'autres raisons, directement basées sur les propriétés de la SUSY, qui en font une alternative intéressante par rapport à la physique standard.

Comme le rappelle la figure 1.8, l'unification a été une tendance très fructueuse dans l'histoire de la physique. Aussi le fait que la SUSY traite de la même manière les bosons, médiateurs des interactions, et les fermions, constituants de la matière, est de bonne augure. De surcroît, la SUSY offre un cadre naturel à une théorie quantique de la gravitation. Pour l'instant les seuls candidats en la matière sont des théories de cordes dont on montre qu'elles sont renormalisables et non-tachyoniques (c'est-à-dire qu'elles ne contiennnent pas de particules se propageant à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière c) que si elles sont supersymétriques [31].

Le théorème de Haag-Lopuszanski-Sohnius constitue également un argument en faveur de la SUSY. En effet, il stipule que la SUSY est la seule extension non-triviale du groupe de Poincaré et que c'est la dernière symétrie possible pour la matrice S.

La principale vertue de la SUSY réside dans ses théorèmes de non-renormalisation. Ils sont basés sur le fait que dans les corrections quantiques, les boucles de fermions et de bosons apparaissent avec des signes opposés. Par conséquent, tant que la SUSY est une symétrie excate, toute boucle impliquant une particule est exactement compensée par la boucle incluant la sparticule correspondante. Il convient de citer à ce propos l'existence de modèles finis en SUSY étendues N=4 et N=2, fait rarissime en théorie quantiques des champs. La propriété de non-renormalisation peut être partiellement conservée en cas de brisure de la SUSY. En particulier, si on l'applique au problème des

[2] Cette preuve existe pour les ordres de l'arbre et des corrections à une boucle [30]. Il existe même la preuve de la compensation entre les anomalies chirales et gravitationnelles [4].

corrections radiatives de la masse du higgs, on peut trouver une solution au problème de la hiérarchie [32]. Dans le cas d'une SUSY exacte, les corrections radiatives à m_H s'annulent:

$$\delta m_H^2 = O(g_2^2/16\pi^2)[(\Lambda^2 + m_B^2) - (\Lambda^2 + m_F^2)] = 0 \tag{1.35}$$

parce que $m_B = m_F$. Par contre, en cas de brisure de la SUSY, on ne peut éviter le "fine-tuning" que si l'on garde: $\delta m_H^2 \leq O(m_W^2)$, autrement dit si:

$$|m_B^2 - m_F^2| \leq O(1\ TeV) \tag{1.36}$$

Cette dernière condition est le socle sur lequel repose les espoirs de découverte de la SUSY à basse énergie, en particulier dans un domaine d'énergie accessible au LHC. De ce fait, elle consitue une contrainte extrêment forte pour les modèles supersymétriques.

Depuis la découverte de la corrélation entre $\sin^2\theta_W$ et α_S [18] dans les données électrofaibles, la SUSY a remis en scelle les modèles de GU. Comme le montre les figures 1.9 [33], la convergence des constantes de couplage à très haute énergie qui n'apparaît pas dans l'extension du MS, s'avère bien vérifiée quand on y inclut la SUSY.

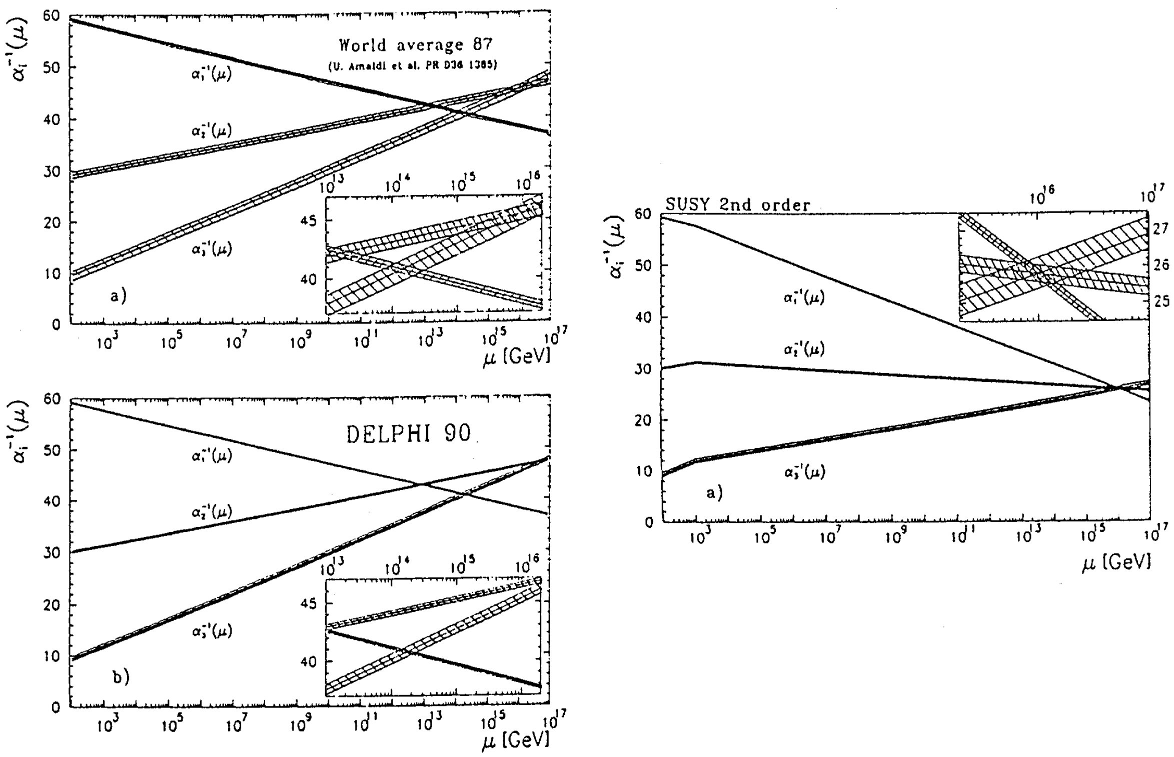


Figure 1.9: Extrapolation de l'évolution des constantes de couplages dans le cadre du MS (gauche) et dans le cadre de la SUSY (droite).

Dans ce cas, on trouve une échelle de GU: $\Lambda_{GUT} \approx 2 \times 10^{16}$ GeV et une prédiction de la valeur de $\sin^2 \theta_W$ compatible avec les données expérimentales [18]:

$$\sin^2 \theta_W(m_z) = 0.2330 \pm 0.0025. \tag{1.37}$$

De plus, dans les SUSY-GUT (ou modèles supersymétriques de grande-unification), de nouveaux canaux dominants de désintégration s'ouvrent au proton:

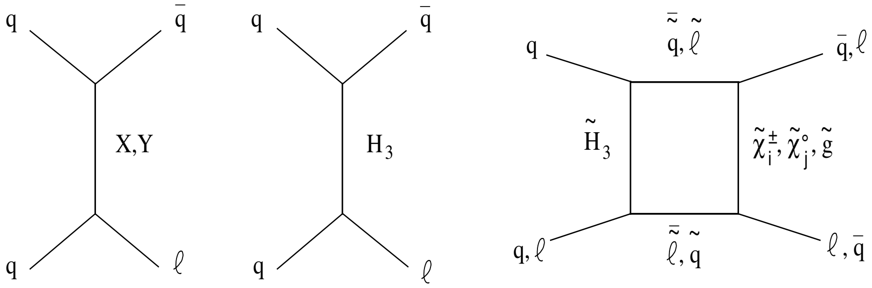


Figure 1.10: Les processus responsables de la désintégrations du proton dans les modèles supersymétriques de grande-unification.

Le décalage entre les échelles de GU supersymétriques et non-supersymétriques (dans la mesure de la conservation de la R-parité) suffit à maintenir le temps de vie du proton en accord avec la limite expérimentale. En effet en ne tenant compte que du premier diagramme:

$$\tau_p^{SUSY} \sim \left(\frac{M_{GUT}^{SUSY}}{M_{GUT}^{NON-SUSY}}\right)^4 \tau_p^{NON-SUSY} \approx 10^{38\pm 2} ans \tag{1.38}$$

à comparer avec $\tau_p^{exp} > 10^{32} ans$ [20]. Il est très difficile de déterminer les contributions à τ_p des deux autres types de diagrammes puisque les masses des $H_3, \tilde{H}_3, \tilde{g}, \tilde{\chi}_i^{\pm}, \tilde{\chi}_j^0, \tilde{q}, \tilde{l}$ ne sont pas connues.

Finalement, toujours dans la mesure où la R-parité est conservée, les modèles supersymétriques fournissent un candidat pour la matière noire froide: leur particule la plus légère, notée LSP (lightest SUSY particle). D'après les modèles théoriques sur la formation des galaxies et les observations du satellite COBE, la masse cachée de l'univers, qui représente 90 % de sa masse totale, serait constituée à 65 % de matière noire froide, 30 % de matière noire chaude et environ 5 % de matière baryonique [34]. Ce qui permet de situer l'importance que peut avoir la LSP en astrophysique et en cosmologie en tant que candidat à la matière noire.

1.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Il existe de nombreuses extensions supersymétriques du MS, parmi elles le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) est la plus simple. Il s'agit d'un modèle effectif de basse énergie (négligeable devant m_{Pl}) d'une théorie de SUGRA ne contenant qu'un seul générateur (N=1) et ayant le même groupe de jauge que le MS: $G_{MSSM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce modèle contient un nombre minimal de particules et de paramètres libres. C'est en somme le seul modèle extra-standard qui soit achevé, cohérent et compatible avec les contraintes expérimentales actuelles [7]. En effet, le nombre restreint de ses paramètres libres permet de le confronter avec l'expérience.

1.2.1 La construction d'un modèle effectif de basse énergie.

Le contenu minimal en champs pour un modèle supersymétrique:

En faisant abstraction des brisures de symétrie de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et de SUSY, et d'après les conditions (1.20) et $N_{bosons} = N_{fermions}$ du paragraphe précédent, le contenu en champs du modèle est le suivant:

S=2	S=3/2	S=1	S=1/2	S=0
			$q_{L,R}$	$\tilde{q}_{L,R}$
			$l_{L,R}$	$\tilde{l}_{L,R}$
			$\tilde{\Phi}_1, \tilde{\Phi}_2$	Φ_1, Φ_2
		g	$\tilde{g}$	
		B_μ	$\tilde{B}$	
		W^i_μ	$\tilde{W}^i_\mu$	
$G_{\mu\nu}$	$\tilde{G}_\mu$			

Tableau 1.3: Contenu minimal en champs pour un modèle supersymétrique.

Dans ce tableau on retrouve les trois supermultiplets chiraux (aux trois premières lignes), les trois supermultiplets vectoriels (aux trois lignes suivantes) et enfin, à rajouter dans les modèles de SUGRA, le supermultiplet gravitationnel (à la dernière ligne).

A chaque particule standard se trouve associé un superpartenaire. En outre, on introduit deux doublets de Higgs:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} \qquad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^0 \\ \phi_2^- \end{pmatrix} \tag{1.39}$$

d'hypercharges opposées (resp. Y= -1/2 et 1/2). Le doublet Φ_1 se couple aux quarks down et aux leptons chargés alors que Φ_2 se couple exclusivement aux quarks up.

Deux raisons justifient l'introduction de ces deux doublets:

• d'une part il faut annuler les anomalies que créerait un higgsino unique; ceci est assuré par la présence d'un higgsino d'hypercharge opposée,

• d'autre part, on démontre [35] que l'on ne peut, dans un modèle supersymétrique, fournir une masse aux quarks up, down et aux leptons chargés à l'aide d'un seul doublet de Higgs.

Les conséquences à basse énergie de la brisure de la SUSY:

Le spectre et les propriétés des modèles supersymétriques de basse énergie dépendent essentiellement de leur manière de rendre compte la brisure de la SUSY. La brisure spontanée de la SUSY locale (dont la dynamique n'est pas significative à basse énergie) apparaît dans le secteur caché à l'échelle d'énergie $M_S = \sqrt{m_W m_{Pl}}$ et peut être décrite par un mécanisme de "super-Higgs".

Cette brisure génère un goldstino (fermion de Goldstone de spin 1/2) qui est absorbé par le gravitino $\tilde{G}_\mu$, lui fournissant les deux degrés de liberté nécessaires pour le rendre massif. Le fait que cette brisure de symétrie soit transmise du secteur caché au secteur visible par l'interaction gravitationnelle permet d'expliquer la faible différence de masse induite dans les supermultiplets à basse énergie en regard des ordres de grandeur qui séparent les deux échelles d'énergie correspondantes. Cette différence de masse s'écrit:

$$\Delta m \approx m_{3/2} = \sqrt{\frac{8\pi}{3}\frac{M_S^2}{m_{Pl}}} \tag{1.40}$$

où $m_{3/2}$ est la masse du gravitino. Par exemple, pour $M_S \approx 10^{11}$ GeV, $\Delta m \approx 1$ TeV: la levée de la dégénérescence des masses dans les supermultiplets est en fait atténuée par la faible intensité de l'interaction gravitationnelle.

Ceci étant admis, il est à présent possible d'établir un modèle effectif de basse énergie en prenant la limite quand $m_{Pl} \to \infty$ à $m_{3/2}$ fixé. Le secteur caché se découple et on obtient un lagrangien effectif L_{MSSM} qui décrit le secteur observable:

$$\mathrm{L}_{MSSM} = \mathrm{L}_{SUSY} + \mathrm{L}_{BRISURE}.$$

Le terme L_{SUSY} est un lagrangien renormalisable, globalement supersymétrique et qui contient les termes cinétiques et des termes d'interaction obtenus à partir du superpotentiel W [36]. Ce superpotentiel décrit les interactions chirales du MSSM, c'est-à-dire les couplages de Yukawa supersymétriques ainsi que les interactions entre les champs scalaires. Il est représenté par une fonction analytique des champs scalaires et chiraux: c'est un polynôme de degré inférieur ou égal à trois pour cause de renormalisabilité. Il s'exprime comme suit:

$$\begin{aligned} W &= W_{Yukawa} + \mu\Phi_1\Phi_2 \\ &= \sum_{générations} f^L_{\alpha\beta} L^\alpha E_\beta \Phi_1 + f^D_{\alpha\beta}\bar{D}_\alpha Q^\beta \Phi_1 + f^U_{\alpha\beta}\bar{U}_\alpha Q^\beta \Phi_2 + \mu\Phi_1\Phi_2 \end{aligned} \tag{1.41}$$

où les $f_{\alpha\beta}$ sont les couplages de Yukawa, L les doublets de leptons gauches, E les singulets de leptons chargés droits, D les doublets de quarks down, U ceux de quarks up, Q les singulets de quark droits et Φ_1 et Φ_2 les deux doublets de Higgs. Quand $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ se brise, Φ_1 et Φ_2 acquièrent des v.e.v. v_1 et v_2 non nulles et fournissent une masse aux quarks et aux leptons: $m_{up} \sim f_{up}v_2$, $m_{down} \sim f_{down}v_1$ et $m_{l^\pm} \sim f_{l^\pm}v_1$. Le paramètre μ qui est le coefficient du terme d' interaction des deux doublets de Higgs, il a la dimension d'une masse et est appelé le paramètre de masse du higgs-higgsino.

Le terme $\mathrm{L}_{BRISURE}$ rassemble dans le secteur visible les relicats de la brisure de la SUSY. Ce lagrangien viole explicitement la SUSY puisqu'il contient par exemple des champs scalaires sans partenaire fermionique. C'est un lagrangien de "brisure douce", c'est-à-dire qu'il n'introduit pas de divergence quadratique. Il s'écrit:

$$\mathrm{L}_{BRISURE} = m_0^2 \sum_l |\phi_l^2| + \sum_a M_p \lambda^p \lambda_p + A m_0 W_{Yukawa} + B\mu\Phi_1\Phi_2 + c.h. \qquad (1.42)$$

Dans son expression apparaissent de très nombreux paramètres libres (137 dans le cas le plus général, 87 si on les suppose tous réels). De simples considérations phénoménologiques permettent d'en éliminer une bonne partie [36] mais sans hypothèse supplémentaire le MSSM n'aurait aucune valeur prédictive. Pour palier cela on adopte à l'échelle de Planck les trois hypothèses suivantes:

(i) tous les champs scalaires ϕ_l ont la masse universelle m_0 (En effet, la brisure de la SUSY est transmise par la gravitation qui est indépendante de saveur et de charges électrique ou de couleur. De plus, cette hypothèse se révèle très fructueuse parce qu'elle ramène les taux de FCNC à des valeurs compatibles avec les contraintes expérimentales par un mécanisme de "super-GIM" [37]);

(ii) il existe également une masse universelle $m_{1/2}$ pour les jauginos λ^p;

(iii) il existe des couplages bilinéaire et trilinéaire universels pour les champs scalaires, respectivement B_0 et A_0 (nous noterons B et A leur valeurs respectives à basse énergie).

Par conséquent, il y a cinq paramètres libres à haute énergie: m_0, $m_{1/2}$, A_0 *et* $\mu \times B_0$.

Pour s'affranchir des effets de seuil au voisinage de l'échelle de Planck, on se place dans le cadre d'une GUT en supposant que le lagrangien effectif L_{MSSM} est valable jusqu'à l'échelle $Q = M_{GUT} \approx 2 \times 10^{16}$ GeV, où il y a unification des trois constantes de couplage des sous-groupes de jauge du MS: $\alpha_3 = \alpha_2 = \frac{5}{3}\alpha_1$. D'après l'hypothèse (ii), il y a égalité entre les masses des jauginos: $m_{1/2} = M_3 = M_2 = M_1$ et ces masses évoluent de la maniére suivante:

$$\frac{M_3}{\alpha_3} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{3}{5}\frac{M_1}{\alpha_1} \qquad (1.43)$$

Pour établir les valeurs de ces masses et paramètres à basse énergie, on utilise les RGE: dans le cas du MSSM il s'agit d'un système de 26 équations aux dérivées partielles dont les conditions aux limites sont fixées par les hypothèses *(i), (ii)* et *(iii)* ci-dessus.

Au cours de ce processus de renormalisation, les masses des sparticules évoluent en fonction des interactions auxquelles elles sont sensibles. Ainsi, quand l'énergie diminue,

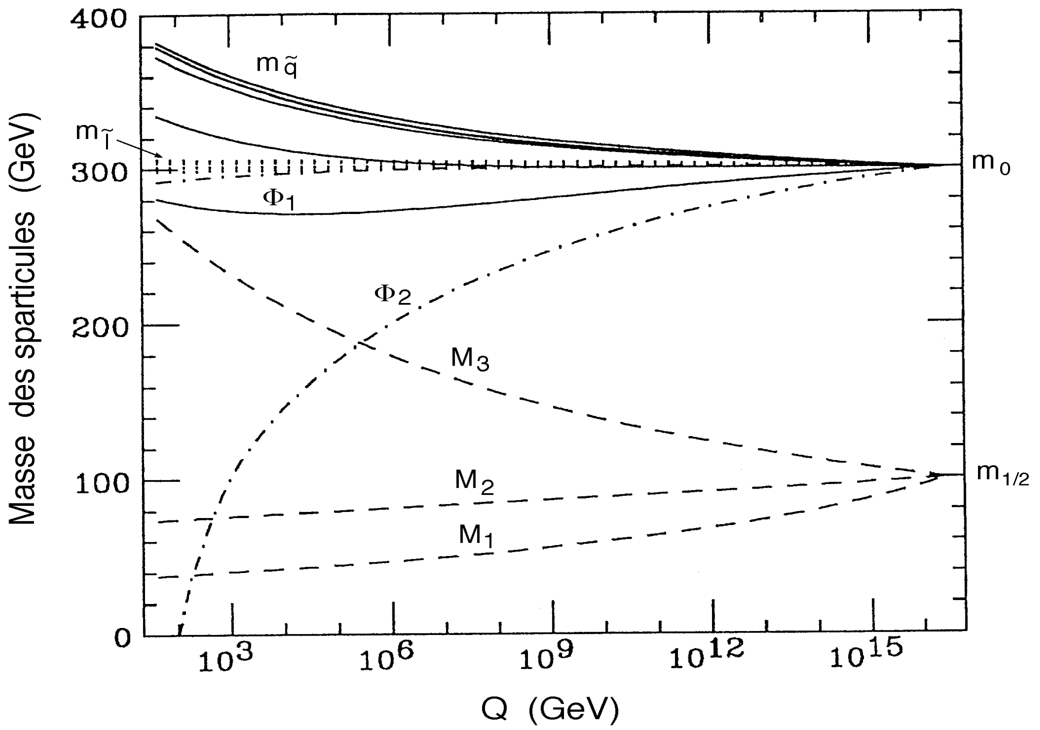


Figure 1.11: Evolution des masses des sparticules en fonction de l'énergie [65].

$m_{\tilde{q}}$ augmente (tout comme α_3) alors que $m_{\tilde{l}}$ varie très peu. De plus, fait remarquable, la masse du second doublet de Higgs Φ_2 diminue fortement avec l'énergie à cause de la contribution négative des boucles de quarks top. On démontre [38] que si le top est assez lourd ($m_t > 60$ GeV) la masse de Φ_2 devient négative pour une énergie de l'ordre de 100 GeV. Ce phénomène constitue une explication dynamique de la brisure de la symétrie électrofaible qui était introduite "à la main" dans le MS (cf 1.6). Ce phénomène, connu sous le nom de "brisure radiative de la symétrie électrofaible" (EWRSB) constitue évidemment une motivation supplémentaire pour les modèles supersymétriques.

Au terme de la renormalisation, en fonction des hypothèses utilisées, on aboutit soit au MSSM proprement dit, où l'on n'impose pas la "brisure radiative de la symétrie électrofaible" et l'on a cinq paramètres à basse énergie:

$$m_{\tilde{g}} \approx 3m_{1/2}, \quad m_{\tilde{q}} \approx \sqrt{m_0^2 + 4m_{1/2}^2}, \quad A, \quad \mu \text{ et } \tan\beta$$
$$\text{où} \quad 1 \leq \tan\beta = \frac{v_2}{v_1} = \frac{< 0|\Phi_2|0 >}{< 0|\Phi_1|0 >} \leq \frac{m_t}{m_b} \tag{1.44}$$

On subtitue ce dernier paramètre à $\mu \times B_0$ afin de retrouver la valeur mesurée de m_z.

Par contre, en imposant l'EWRSB, on aboutit au modèle minimal de SUGRA dont les paramètres de basse énergie sont $m_{1/2}, m_0, A, \tan\beta$ et le signe de μ. C'est un modèle un peu moins général que le MSSM mais qui dispose, avec l'EWRSB, d'une motivation supplémentaire.

De façon pratique, il faut ajouter à ces paramètres ceux du MS qui ne sont pas connus avec une grande précision: m_t et α_3.

Nous avons étudié un canal du MSSM, aussi toute la suite de ce mémoire se réferrera implicitement à ce modèle.

La R-parité:

Le superpotentiel W, bien qu'ayant la forme la plus générale compatible avec la renormalisabilité et l'invariance de jauge, ne contient (cf 1.41) que des termes conservant les nombres leptoniques L et baryoniques B. Il pourrait contenir également des termes de la forme:

$$\begin{cases} f^{\gamma}_{\alpha\beta} Q_\alpha D^C_\beta L_\gamma + f^{'\gamma}_{\alpha\beta} L_\alpha L_\beta E^C_\gamma + \mu'_\alpha L^\alpha \Phi_2 & \text{où } \Delta B = 0 \quad \text{et } |\Delta L| = 1 \\ \text{ou} & \\ f^{''\gamma}_{\alpha\beta} U^C_\alpha D^C_\beta D^C_\gamma & \text{où } |\Delta B| = 1 \quad \text{et } \Delta L = 0. \end{cases} \tag{1.45}$$

Dans le MSSM, ces termes sont proscrits à très haute énergie par une nouvelle symétrie continue $U(1)_R$ qui se transforme en une symétrie discrète Z_2 après la brisure de la SUSY. Cette dernière symétrie se nomme la R-parité et est définie par:
$R = (-1)^{L+2S+3B}$ où S est le spin. Toute particule standard a une R-parité valant $+1$ alors que les sparticules ont une R-parité égale à -1.

La R-parité serait donc la rémanence à basse énergie d'une symétrie plus large. D'ailleurs, on montre [39] que sa conservation est automatique dans un certain nombre GUT supersymétriques qui admettent le MSSM comme limite à basse énergie. C'est par exemple le cas des modèles $SU(4)_{PS}$[3], de $SO(10)$ et éventuellement, en fonction de la compactification adoptée, de E_6.

Cependant la principale motivation de la R-parité est phénoménologique: les termes (1.45) du superpotentiel rendraient possible une désintégration rapide du proton. Dans ces conditions, il faudrait que μ', f, f' et f'' soient très petits ce qui serait une solution bien moins naturelle que de les interdire pour des raisons de symétrie.

La conservation de la R-parité a des conséquences phénoménologiques très importantes:

- toutes les sparticules sont produites par paires,
- toute désintégration de sparticule génère un nombre impair de sparticules dans l'état final,
- la LSP doit être stable (elle peut néanmoins s'annihiler avec d'autres sparticules pour donner des particules standards).

Il existe naturellement des modèles où la R-parité est violée, le plus simple d'entre eux est parfois noté MSSM': c'est une version du MSSM dans la quelle la R-parité

[3] $SU(4)_{PS} \subset SU_C(3) \otimes U_{B-L}(1)$ est le groupe de jauge de Pati-Salam qui unifie les nombres quantiques leptoniques et de couleur.

n'est pas conservée. Sa phénoménologie diffère sensiblement de celle du MSSM donc, par souci de généralité, son étude auprès des collisionneurs actuels et futurs n'est pas à négliger. Il faut cependant noter qu'avec ce modèle la LSP n'est plus un candidat constituant la matière noire; le MSSM' est donc en cela un peu moins attractif que le MSSM.

Les différents secteurs du MSSM:

a) Le secteur des sfermions.

Avant la brisure de la SUSY, les sfermions ont des masses dégénérées avec celles des fermions. Après cette brisure, apparaît un mélange entre $\tilde{l}_L - \tilde{l}_R$ et $\tilde{q}_L - \tilde{q}_R$, mélange qui est proportionnel à m_f. Par conséquent, il est faible pour les $\tilde{l}$ et les $\tilde{q}$ des deux premières générations alors qu'il est important pour le $\tilde{t}$, ainsi que le $\tilde{b}$ et le $\tilde{\tau}$ si $\tan\beta >> 1$, en raison de la masse élevée du top.

Il faut noter que l'évolution des masses des $\tilde{q}$ entre m_{Pl} (ou m_{GUT}) et m_W aboutit à leur quasi-dégénérescence à basse énergie. On peut alors noter $m_{\tilde{q}}$ la masse commune des squarks. Les $\tilde{t}_L$, $\tilde{t}_R$ et le $\tilde{b}_L$ échappent à cet effet; ils sont plus légers que les squarks de premières générations à cause des contributions négatives des boucles de top. Le même phénomène de quasi-dégénérescence se produit pour les $\tilde{l}$ et on note $m_{\tilde{l}}$ leur masse commune.

Les masses des sfermions peuvent s'exprimer en fonction des paramètres du MSSM sous la forme [64]:

$$m_{\tilde{f}}^2 = m_0^2 + a \times m_{\tilde{g}}^2 + b \times m_Z^2 \cos(2\beta) \tag{1.46}$$

où a et b sont des constantes qui dépendent des nombres quantiques du sfermion considéré. De ces relations, on déduit qu'en moyenne:

$$m_{\tilde{q}}^2 \approx m_{\tilde{l}}^2 + 0.77 m_{\tilde{g}}^2 \tag{1.47}$$

ce qui confirme le fait que les squarks sont plus lourds que les sleptons.

b) Le secteur de Higgs.

Les deux doublets de Higgs sont des doublets de champs scalaires complexes et représentent chacun quatre degrés de liberté. Suite à la brisure de la symétrie électrofaible, trois des huits degrés de liberté des champs de Higgs sont absorbés par les $W^\pm$ et Z^0 pour leur fournir une masse. Il reste donc cinq degrés de liberté que représentent les cinq higgs physiques. Parmi ces derniers on compte deux scalaires neutres: h^0 et H^0 (états propres de CP de valeur propre +1), un pseudo-scalaire: A^0 (état propre de CP de valeur propre -1) et deux chargés: $H^\pm$.

Dans l'approximation classique, les masses et les couplages de ces cinq champs se déterminent en fonction de m_{A^0} et $\tan\beta$ en minimisant le potentiel de Higgs:

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) &= \frac{1}{2} g_2^2 (\Phi_1^* \frac{\tau^a}{2} \Phi_1 + \Phi_2^* \frac{\tau^a}{2} \Phi_2)^2 \frac{1}{2} g_2^1 (|\Phi_2|^2 - |\Phi_1|^2) + \\ & \mu_1^2 |\Phi_1|^2 + \mu_2^2 |\Phi_2|^2 - \mu_3^2 (\Phi_1 \Phi_2 + c.h.). \end{aligned} \tag{1.48}$$

où les τ^a sont les matrices de Pauli et les μ_i les termes d'interaction entre les doublets de Higgs. Ainsi, on obtient:

$$\begin{cases} m^2_{H^\pm} = m^2_{A^0} + m^2_{W} \\ m^2_{h^0/H^0} = \frac{1}{2}[m^2_{A^0} + m^2_{Z^0} \mp \sqrt{(m^2_{A^0} + m^2_{Z^0})^2 - 4m^2_{A^0} m^2_{Z^0} \cos(2\beta)}\ ] \end{cases} \tag{1.49}$$

d'où l'on déduit les inégalités suivantes:

$$\begin{cases} m_{W} \leq m_{H^\pm} \\ m_{Z} \leq m_{H^0} \\ 0 \leq m_{h^0} \leq m_{Z} |\cos(2\beta)| \\ m_{h^0} \leq m_A \leq m_{H^0}. \end{cases} \tag{1.50}$$

La troisième de ces inégalités montre qu'à l'ordre de l'arbre le h^0 est plus léger que le Z^0. Cependant, il faut tenir compte des corrections radiatives essentiellement dues la non-compensation entre les boucles de top et de stop. Après ces corrections quantiques, m_{h^0} ne devrait guère dépasser 140 GeV [40]. Il y a donc des chances de découvrir cette particule au LEP II puisqu'on pourra la rechercher jusqu' à une masse d'environ $\sqrt{s} - 100$ GeV [41].

c) Le secteur des jauginos.

(1) Les gluinos ($\tilde{g}$): ces huits spineurs de Majorana constituent un octet de couleur et ont tous la même masse $m_{\tilde{g}} = M_3$ acquise lors de la brisure de la SUSY. Par ailleurs, les modèles de SUGRA défavorisent le cas où $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$ [63].

(2) Les charginos ($\tilde{\chi}^\pm_i$, $1 \leq i \leq 2$): ce sont des fermions de Dirac issus du mélange entre les winos $\tilde{W}^\pm$ (triplets de $SU(2)_L$) et les higgsinos chargés $\tilde{\phi}^+_1 \tilde{\phi}^-_2$ (doublets de $SU(2)_L$). Ce mélange est dû au terme $g_2 \tilde{W}^+ \tilde{\phi}^-_i \phi^0_j$ qui est invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: quand cette symétrie se brise, ϕ^0_j acquiert une v.e.v. et génère un terme de masse non-diagonal dans la matrice de masse $\tilde{W}^+ \tilde{\phi}^-_i$. La brisure de la SUSY peut également génèrer des termes de masse diagonaux tels que $\tilde{W}^+ \tilde{W}^-$ et $\tilde{\phi}^+_i \tilde{\phi}^-_j$. En conséquence, dans la base ($\tilde{W}^\pm$ $\tilde{\phi}^\pm_i$) la matrice de masse des charginos a la forme suivante:

$$\begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} M_{W} \sin\beta \\ \sqrt{2} M_{W} \cos\beta & \mu \end{pmatrix}, \tag{1.51}$$

les charginos étant ses vecteurs propres et leur masse, ses valeurs propres:

$$m^2_{\tilde{\chi}^\pm_{1/2}} = \frac{1}{2}[(M_2^2 + \mu^2 + 2m^2_{W}) \mp \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2m^2_{W})^2 - 4(\mu M_2 - m^2_{W} \sin(2\beta)^2}] \tag{1.52}$$

Par convention, $m_{\tilde{\chi}^\pm_1} < m_{\tilde{\chi}^\pm_2}$ et on a les relations:

$$\begin{cases} m^2_{\tilde{\chi}^\pm_1} + m^2_{\tilde{\chi}^\pm_2} = M_2^2 + 2m^2_{W} + \mu^2 \\ m_{\tilde{\chi}^\pm_1} \times m_{\tilde{\chi}^\pm_2} = \mu M_2 - m^2_{W} \sin(2\beta). \end{cases} \tag{1.53}$$

Notons enfin que le $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ peut être plus léger que le W et que c'est en général la LSCP: la particule supersymétrique chargée la plus légère.

(3) Les neutralinos ($\tilde{\chi}_j^0$, $1 \leq j \leq 4$): ce sont des fermions de Majorana issus du mélange entre le zino $\tilde{W}_3^0$ (composante d'un triplet de $SU(2)_L$), le photino $\tilde{B}^0$ (singlet de $SU(2)_L$) et les higgsinos neutres $\tilde{\phi}_1^0$ et $\tilde{\phi}_2^0$. Comme dans le cas des charginos des termes de la forme $g_2 \tilde{W}_3^0 \tilde{\phi}_1^0 \phi_1^0$ produisent des termes de masse non-diagonaux quand ϕ_1^0 acquiert une masse suite à la brisure de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. De même, la brisure de la SUSY générant les masses M_1, M_2 et μ produit des contributions diagonales à la matrice de masse des neutralinos qui, dans la base ($\tilde{B}\ \tilde{W}_3^0\ \tilde{\phi}_1^0\ \tilde{\phi}_2^0$), s'exprime par:

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_z \sin\theta_W \cos\beta & M_z \sin\theta_W \sin\beta \\ 0 & M_2 & M_z \cos\theta_W \cos\beta & -M_z \cos\theta_W \sin\beta \\ -M_z \sin\theta_W \cos\beta & M_z \cos\theta_W \cos\beta & 0 & -\mu \\ M_z \sin\theta_W \sin\beta & -M_z \cos\theta_W \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (1.54)$$

Les valeurs propres de cette matrice sont des fonctions très complexes des paramètres $m_{\tilde{g}}, \mu$ et $\tan\beta$ [42] qui sont ordonnées en masse par indice croissant:
$m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_3^0} \leq m_{\tilde{\chi}_4^0}$.

Dans la majeur partie de l'espace des paramètres, le $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP. Cette sparticule tend à être un photino pur quand M_1 et M_2 tendent vers 0 et un pur higgsino quand $\mu \to 0$.

Notons enfin que, comme la brisure de la SUSY contribue aux mélanges des jauginos et higgsinos de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, les charginos et les neutralinos en sont des combinaisons linéaires qui sont modèle-dépendantes.

Le tableau suivant résume le contenu en particules du MSSM après les brisures de $SU(2)_L(1)_Y$ et de la SUSY:

S=1	S=1/2	S=0
g	$\tilde{g}$	
	q	$\tilde{q}_{L,R}$
	l	$\tilde{l}_{L,R}$
γ,Z	$\tilde{\chi}_j^0$	h^0, A^0, H^0
$W^{\pm}$	$\tilde{\chi}_i^{\pm}$	$H^{\pm}$

Tableau 1.4: Contenu minimal en champs du MSSM.

Les contraintes sur les masses et les paramètres du MSSM:

a) Les contraintes expérimentales actuelles.

Les recherches au LEP I:

Dans les quatre expériences du LEP on recherche le(s) higgs et les sparticules. Jusqu'à présent il n'a été possible d'établir que des limites sur leur masse et leur taux d'embranchement. Pour cela deux méthodes sont utilisées: d'une part la recherche directe de ces nouvelles particules et d'autre part la mesure précise de la largeur de désintégration du Z^0 dont un excès pourrait révéler l'existence de nouvelles particules.

Ainsi a t'il été établi [43] que:

$$\begin{cases} m_{\tilde{\chi}_1^0} > 18\ GeV & \\ m_{\tilde{\chi}_2^0} > 45\ (69)\ GeV & \\ m_{\tilde{\chi}_3^0} > 70\ GeV & \\ m_{\tilde{\chi}_4^0} > 108\ GeV & \text{à 90 \% de degré de confiance;} \\ & \\ m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 45\ (69)\ GeV & \\ m_{\tilde{\chi}_2^\pm} > 45\ GeV & \text{à 95 \% de degré de confiance} \end{cases}$$

de même,

$$\begin{cases} m_{A^0} > 22\ GeV & \\ m_{h^0} > 45\ GeV & \\ m_{H^\pm} > 41.7\ GeV & \text{à 95 \% de degré de confiance} \end{cases}$$

et

$$\begin{cases} m_{\tilde{\nu}} > 41.8\ GeV & \text{(si les trois saveurs sont dégénérées)} \\ m_{\tilde{e},\tilde{\mu}} > 45\ (53)\ GeV & (\text{si } m_{\tilde{\chi}_1^0} < 41\ GeV) \\ m_{\tilde{\tau}} > 45\ GeV & (\text{si } m_{\tilde{\chi}_1^0} < 38\ GeV) \end{cases} \tag{1.55}$$

Les limites sur les masses des $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{e}$ figurant entre parenthèses ont été obtenues lors des prises de données au LEP 1.5 à 130 et 136 GeV à la fin de l'année 1995 [66]. Outre ces limites, ces recherches ont permis d'exclure une partie de l'espace des paramètres comme le montre la figure 1.12.

<u>Les recherches au TEVATRON:</u>

Plusieurs canaux y sont étudiés et plus particulièrement ceux qui concernent la production et la désintégration de sparticules sensibles à l'interaction forte. Ainsi les paires $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{g}$ et $\tilde{q}\tilde{q}$, produites par fusion de gluons ou par annihilation $q\bar{q}$, sont recherchées dans les canaux: "n jets + m leptons isolés + p_T^{miss}" avec soit $n \geq 3$, soit $n = 0$, et $0 \geq m \geq 5$. Cette grande multiplicité de jets et/ou de leptons est due aux désintégrations en cascade de ces sparticules relativement lourdes; l'énergie manquante p_T^{miss} provenant, elle, de la présence d'au moins deux LSP dans l'état final ainsi que d'éventuels neutrinos. Dans les 20 pb^{-1} de données collectées par CDF et D0 aucun excès par rapport aux prédictions du MS n'a été observé dans ces canaux. Cela impose d'une part des limites inférieures sur les masses des $\tilde{g}$ et $\tilde{q}$ [44]:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} > 146\ GeV & (\text{si } m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}) \\ m_{\tilde{g}} > 205\ GeV & (\text{si } m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}) \end{cases} \tag{1.56}$$

à 95 % de degré de confiance (les autres paramètres étant fixés à $\mu = -250\ GeV, \tan\beta = 2$ et $m_H = 500\ GeV$ mais n'ayant que très peu d'influence sur ces limites) et d'autre part des zones d'exclusion dans le plan ($m_{\tilde{g}}$, $m_{\tilde{q}}$) (cf Fig. 1.12). D'autres canaux sont étudiés, notamment le canal $p\bar{p} \to 3\ell + p_T^{miss}$. Ce canal a permis d'améliorer les limites inférieures sur les masses du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ et du $\tilde{\chi}_2^0$ qui étaient de $m_Z/2$ au LEP I; on a à présent [44]: $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} > 47$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_2^0} > 49$ GeV à 95 % de degré de confiance.

<u>Les recherches à HERA:</u>

Ce collisionneur n'est pas très compétitif par rapport au LEP et au TEVATRON en matière de recherche expérimentale sur le MSSM. Par contre, il offre des possibilités intéressantes dans la recherche de processus du MSSM' [45]. La phénoménologie y est donc très différente de celle du MSSM: la production de sparticules par paires n'est plus requise et, la LSP n'étant plus stable, on perd le p_T^{miss} qui est en quelque sorte la signature générique du MSSM.

Les données actuelles, accumulées dans H1 ($\approx 0.5\,pb^{-1}$) et dans ZEUS ($\approx 26\,nb^{-1}$), sont compatibles avec les prédictions du MS. Citons néanmoins les limites obtenues par ces deux collaborations [45]:

$$\begin{cases} m_{\tilde{q}} > 275\ GeV \\ m_{\tilde{d}} > 168\ GeV \\ m_{\tilde{t},\tilde{u}} > 92\ GeV \quad \text{à 95 \% de degré de confiance} \end{cases} \tag{1.57}$$

dans le cadre du MSSM'.

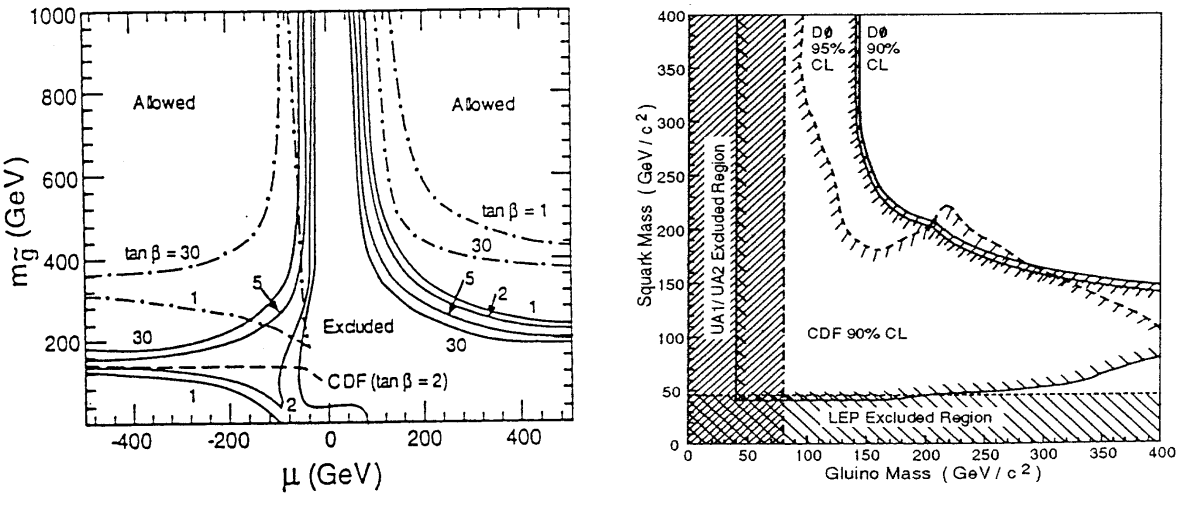


Figure 1.12: A gauche, les zones d'exclusion dans le plan ($\mu, m_{\tilde{g}}$) déduites des données du LEP I (traits pleins), des simulations pour LEP II (pointillés) et de données de CDF (tirets). A droite, les zones d'exclusion de CDF-D0, d'UA1-UA2 et du LEP I dans le plan ($m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}$).

b) Les contraintes théoriques.

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent (1.36), la SUSY n'apporte une solution au problème de la hiérarchie que si: $|m_B - m_F| \leq O(1\ \text{TeV})$. Certains auteurs ont appliqué cette contrainte au spectre du MSSM en imposant une limite supérieure au "fine-tuning" utilisé pour que $m_H \approx O(m_W)$. Ainsi, en restreignant ce dernier à moins de 10 %, on obtient [46]:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} \leq 800\ GeV \\ m_{\tilde{q}} \leq 800\ GeV \\ m_{\tilde{l}} \leq 500\ GeV \\ m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq 180\ GeV \\ m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 100\ GeV. \end{cases} \tag{1.58}$$

Par ailleurs, on peut montrer que si les sparticules sont trop massives d'autres problèmes de naturalité que celui de m_H se posent. Dans le cadre du MSSM, ces problèmes s'illustrent par le fait qu'il est de plus en plus difficile de rendre compte des valeurs des observables électrofaibles à mesure que l'on augmente la masse des sparticules [45]. En effet, il faut dans ces conditions un "fine-tuning" de plus en plus important quand on passe de sparticules d'une centaine de GeV à des sparticules de 1 TeV. En limitant le pourcentage de fine-tuning autorisé, on peut déduire les limites supérieures suivantes:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} \leq 760\ GeV \\ m_{\tilde{q}} \leq 680\ GeV \\ m_{H^\pm} \leq 690\ GeV \\ m_{\tilde{l}} \leq 400\ GeV \\ m_{\tilde{\nu}} \leq 420\ GeV \\ m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq 280\ GeV \\ m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 140\ GeV. \end{cases} \tag{1.59}$$

Sachant que la paramétrisation du fine-tuning est quelque peu arbitraire, on peut comprendre les différences sur les limites établies dans ces différentes approches du problème. Il ne faut donc accorder aux résultats cités ci-dessus qu'un caractère indicatif.

1.3 La production et la désintégration des charginos et des neutralinos au LHC

1.3.1 La masse des charginos et des neutralinos

Les sections efficaces de production des paires de charginos et de neutralinos et surtout leurs modes de désintégration dépendent de leurs masses. Aussi, nous allons nous intéresser de près à leurs variations en fonction des trois paramètres régissant leur secteur: $m_{\tilde{g}}$, μ et $\tan\beta$.

Toutes les figures présentées ci-après ont été réalisées à partir de calculs effectués avec le générateur ISAJET 7.08 [48].

La figure 1.13 représente les variations de la masse des charginos, des neutralinos, du higgs neutre léger ainsi que celles des sleptons en fonction de $m_{\tilde{g}}$, les autres paramètres étant fixés par: $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20\ GeV$, $\mu = -m_{\tilde{g}}$, $\tan\beta = 2$ et m_A =500 GeV. m_{A^0} gardera cette valeur dans toute la suite de ce manuscrit sauf indication contraire.

Signalons que dans la version 7.08 du programme ISAJET, les masses des sleptons sont des constantes introduites comme paramètres d'entrée par l'utilisateur. Pour obtenir leurs variations, nous les avons recalculé en utilisant les RGE données dans la référence [49]:

$$\begin{cases} m^2_{\tilde{l}_L} = m^2_{\tilde{q}} - 0.73 m^2_{\tilde{g}} - 0.27 m^2_{_Z} \cos(2\beta) \\ m^2_{\tilde{l}_R} = m^2_{\tilde{q}} - 0.78 m^2_{\tilde{g}} - 0.23 m^2_{_Z} \cos(2\beta) \\ m^2_{\tilde{\nu}_L} = m^2_{\tilde{q}} - 0.73 m^2_{\tilde{g}} + 0.5 m^2_{_Z} \cos(2\beta). \end{cases} \tag{1.60}$$

Revenons à la figure (1.13) sur laquelle nous observons la quasi-dégénérescence des masses des états $\tilde{\chi}^{\pm}_2$, $\tilde{\chi}^0_3$ et $\tilde{\chi}^0_4$ d'une part et des états $\tilde{\chi}^{\pm}_1$ et $\tilde{\chi}^0_2$ d'autre part. Nous n'avons représenté ni la masse des $\tilde{q}$, ni celle du $\tilde{g}$ et des autres higgs pour ne pas surcharger cette figure. Toutefois, il serait aisé d'y ajouter les valeurs de $m_{\tilde{q}}$ et de $m_{\tilde{g}}$, cette dernière étant pratiquement confondue avec $m_{\tilde{\chi}^0_3}$. Enfin nous donnons, à titre indicatif, les masses correspondantes du higgs neutre lourd: $m_{_H}$ ≈527.1 GeV et du higgs chargé: $m_{H^\pm}$ ≈506.4 GeV.

Ceci nous révèle que les sparticules les plus légères sont le $\tilde{\chi}^0_1$ qui est en général la LSP, le h^0, le $\tilde{\chi}^{\pm}_1$ et le $\tilde{\chi}^0_2$. Nous remarquons également que m_h est une fonction constante de $m_{\tilde{g}}$ (il en est bien sûr de même pour $m_{_H}$ et $m_{H^\pm}$); ceci était prévisible puisqu'à l'ordre de l'arbre, elle ne dépend que de m_A et de $\tan\beta$.

A l'inverse, toutes les autres masses représentées sont proportionnelles à $m_{\tilde{g}}$ sur cet intervalle.

La figure 1.14 montre les variations de la figure 1.13 pour $\tan\beta$ =20, toutes choses égales par ailleurs. Elle dévoile la faible influence du paramètre $\tan\beta$ sur les masses des sparticules puisqu'elle est pratiquement identique à la figure 1.13 et tout à fait superposable avec la figure qu'on obtiendrait pour $\tan\beta$ =40.

Sur les figures 1.15 et 1.16 nous avons représenté les variations des masses en fonction de μ pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV. Par la suite, sauf indication contraire, toute les courbes représentant les variations d'une grandeur en fonction de μ seront réalisée avec la valeur de $m_{\tilde{g}}$ fixée à 400 GeV.

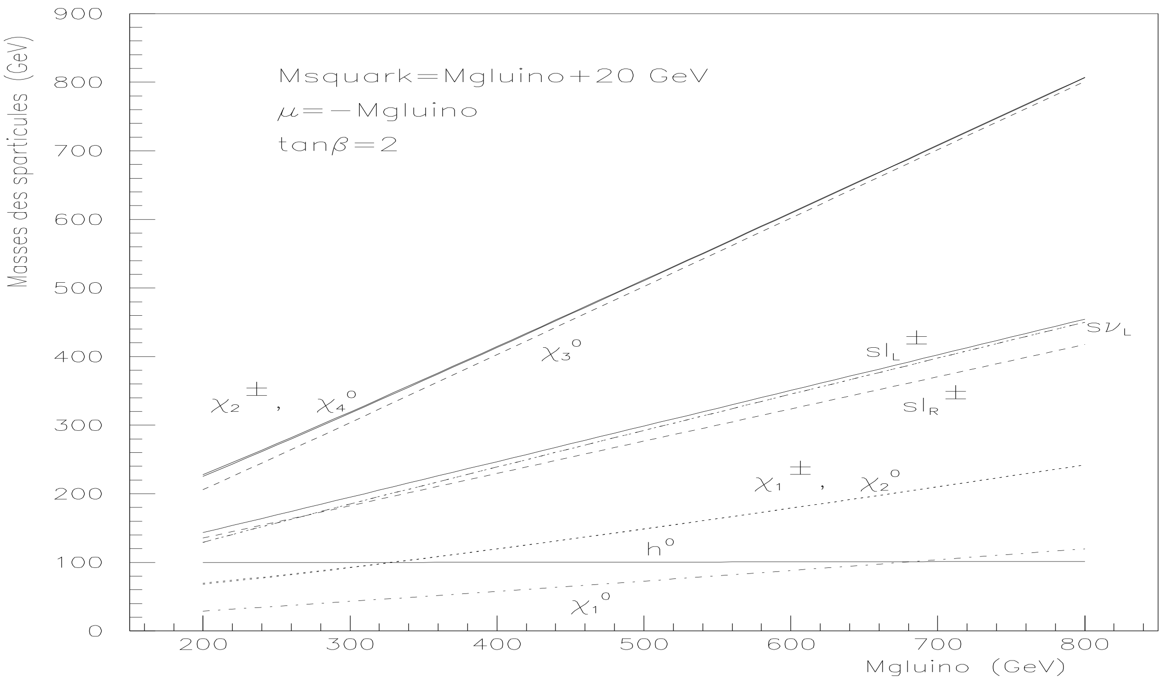


Figure 1.13: Evolution de la masse des sparticules en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $\tan\beta=2$

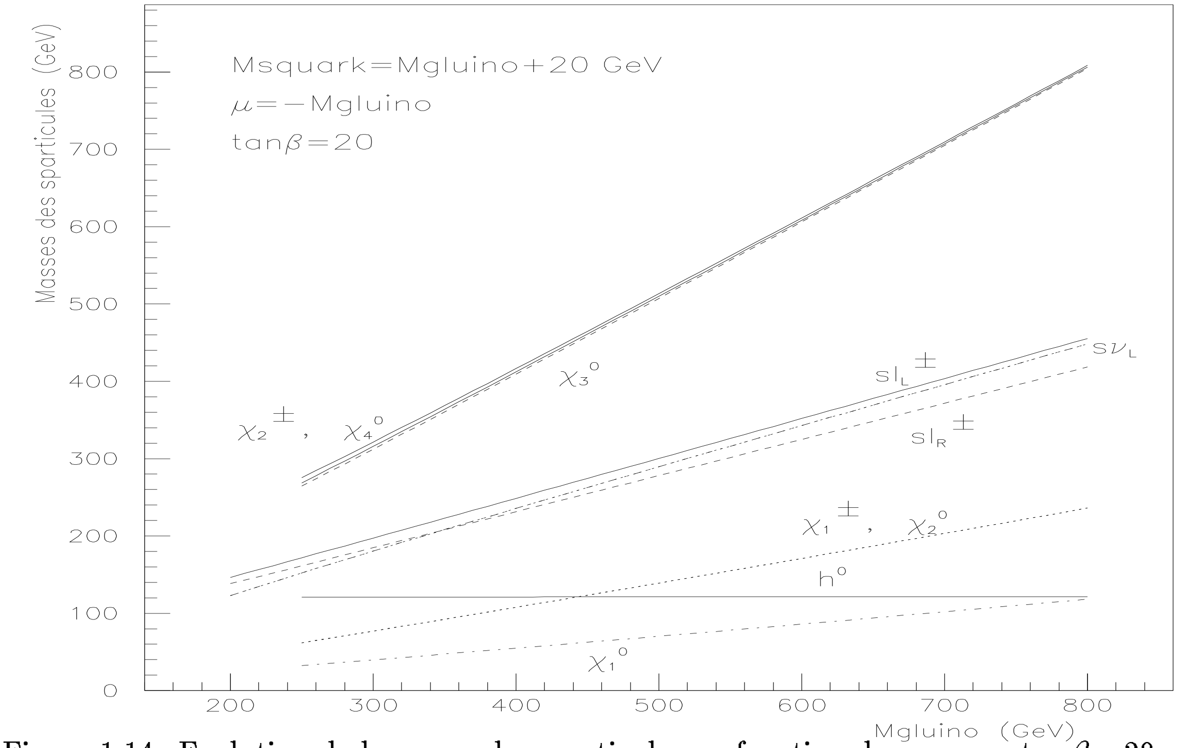


Figure 1.14: Evolution de la masse des sparticules en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $\tan\beta=20$.

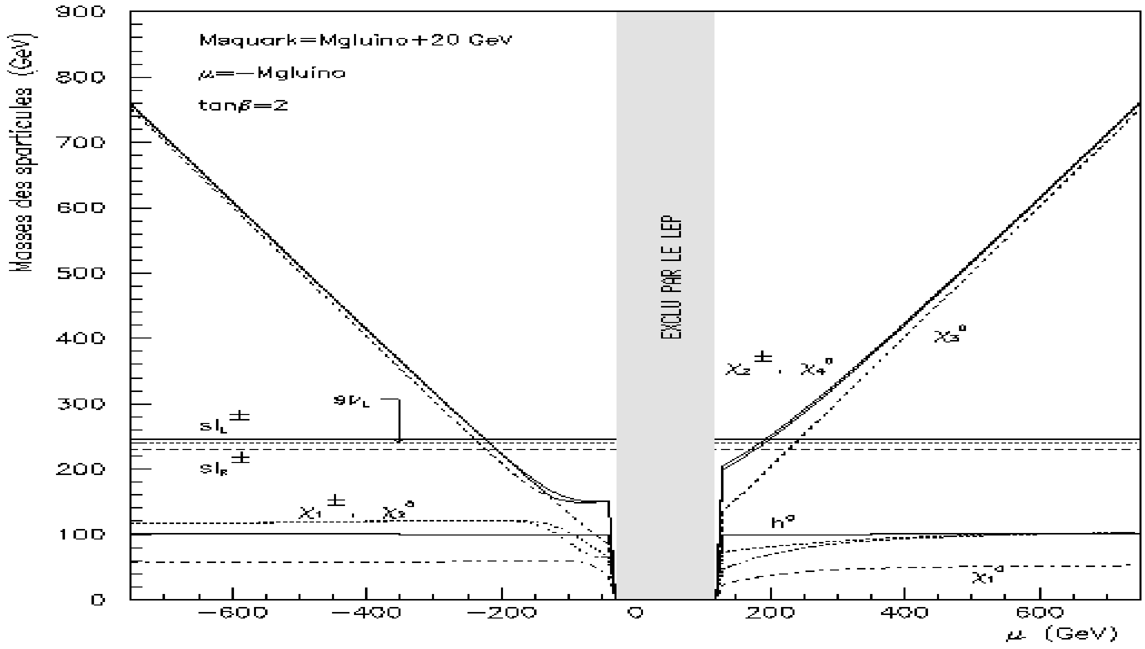


Figure 1.15: Evolution de la masse des sparticules en fonction de μ pour $\tan\beta$ =2, $m_{\tilde{g}}$ = 400 GeV. La zone centrale, en gris, est exclue par les données du LEP.

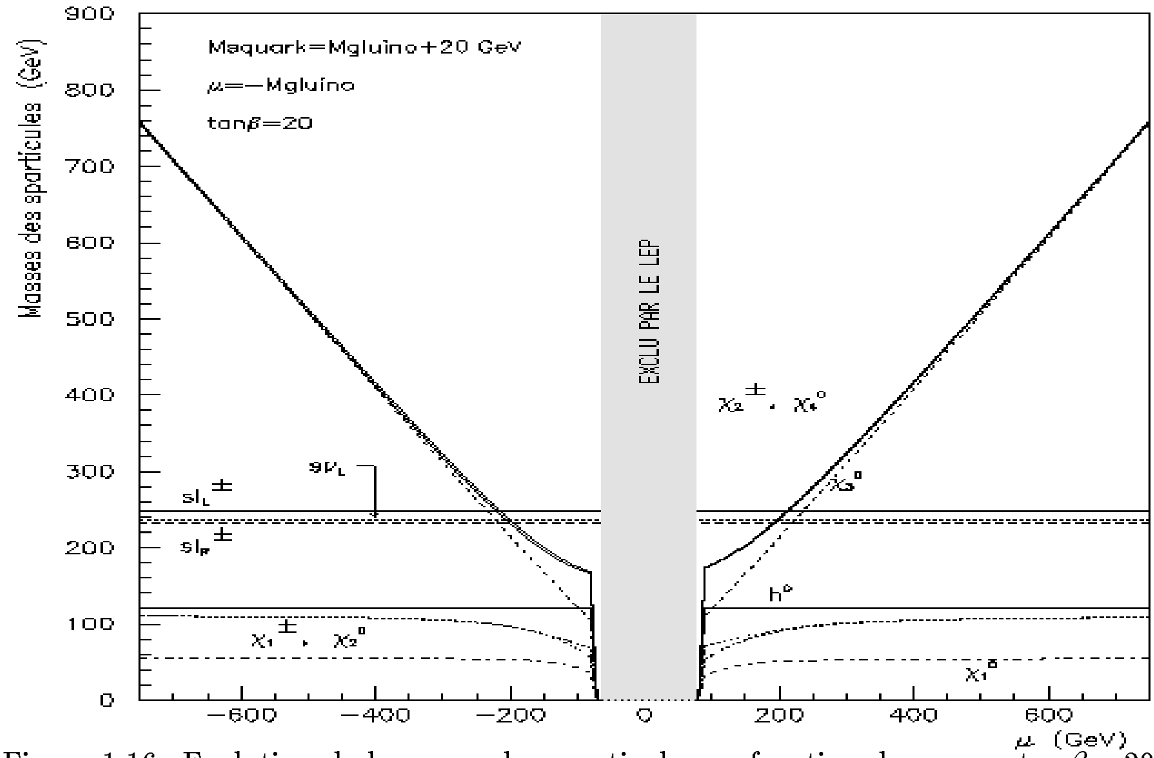


Figure 1.16: Evolution de la masse des sparticules en fonction de μ pour $\tan\beta$ =20, $m_{\tilde{g}}$ = 400 GeV.

Nous observons toujours la quasi-dégénérescence des masses $m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$,

$m_{\tilde{\chi}_3^0}$ et $m_{\tilde{\chi}_4^0}$, et $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, $m_{\tilde{\chi}_2^0}$. m_h est également une fonction constante de μ pour la même raison que précédement.

Les zones en gris, qui correspondent à de petites valeurs de $|\mu|$, sont expérimentalement exclues par les données du LEP. Elles sont légèrement différentes sur les figures 1.15 et 1.16 parce qu'elles dépendent de $\tan\beta$ comme le montrait la figure 1.12.

De même que dans les variations par rapport à $m_{\tilde{g}}$, la figure 1.16 est pratiquement superposable à la figure obtenue avec $\tan\beta$ =40; ce qui montre de façon analogue la faible dépendance de ces masses par rapport à $\tan\beta$. Remarquons aussi que les masses des sleptons ne dépendent pas de μ, ce qui vérifie qu'à l'ordre de l'arbre elles ne dépendent que de: $m_{\tilde{q}}$, $m_{\tilde{g}}$ et de $\tan\beta$.

On pourra trouver dans les références [50-52] des études très détaillées du spectre des charginos et des neutralinos. Nous pouvons vérifier sur les figures 1.13-16 un certain nombre de propriétés énoncées dans ces articles, à savoir que:

• pour $M_2 \geq 180$ GeV (c'est-à-dire pour $m_{\tilde{g}} \geq 680$ GeV, puisque $M_2 \approx m_{\tilde{g}}/3.8$) et $|\mu|$ grand, tous les jauginos sont plus lourds que le Z^0;

• pour $|\mu|$ petit, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^0} < 40$ GeV, il existe même un domaine où c'est le $\tilde{\chi}_1^\pm$ qui est la LSP, toutefois ces situations sont exclues par les données du LEP;

• pour $|\mu| \geq M_2$, $m_{\tilde{\chi}_3^0} \approx m_{\tilde{\chi}_4^0} \approx m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \approx |\mu|$, $m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx \tilde{\chi}_1^\pm \approx M_2$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx M_1$ (avec $M_1 \approx m_{\tilde{g}}/7.7$);

• et, pour $|\mu| \leq M_2$, $m_{\tilde{\chi}_4^0} \approx m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \approx M_2$ alors que $m_{\tilde{\chi}_3^0} \approx M_1$.

Enfin, notons que les masses des charginos et des neutralinos ne reçoivent que de faibles corrections radiatives à une boucle [53]. Elles sont essentiellement dues aux boucles de top et de stop, et sont de l'ordre de 2 à 3 %, sauf pour le $\tilde{\chi}_1^0$ pour lequel elles peuvent atteindre les 25 %, bien qu'en général elles se limitent à quelques 5% sur la quasi-totalité de l'espace des paramètres. Dans ISAJET 7.08, les masses de toutes les sparticules sont obtenues à partir des RGE à une boucle avec les conditions aux limites usuelles adoptées à l'échelle Λ_{GUT}. Elles tiennent donc compte des corrections radiatives du premier ordre [54].

1.3.2 La production de charginos et de neutralinos au LHC.

La production de paires de sparticules:

Parmi toutes les productions de paires de sparticules du MSSM, ce sont les productions de sparticules colorées qui ont les plus grandes sections efficaces; celles-ci sont en fait du même ordre de grandeur que celles des processus standards de QCD, à ceci près que l'on produit en général des particules bien plus massives que les quarks. Comme le montrent les figures 1.17 et 1.18, la section efficace dominante est celle de la production des paires: $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{g}$ et $\tilde{q}\tilde{q}$ (notée resp. gl-gl, sq-gl et sq-sq sur les figures). Ensuite, apparaissent les productions associées de charginos ou de neutralinos avec un squark ou un gluino: $\tilde{G}\tilde{g}$ et $\tilde{G}\tilde{q}$ (notées resp. G-gl et G-sq sur les figures).

La domination de ces processus, dont les sections efficaces sont respectivement du deuxième et du premier ordre en α_3, est simplement due à la prééminence de cette constante de couplage sur celles des interactions électrofaibles.

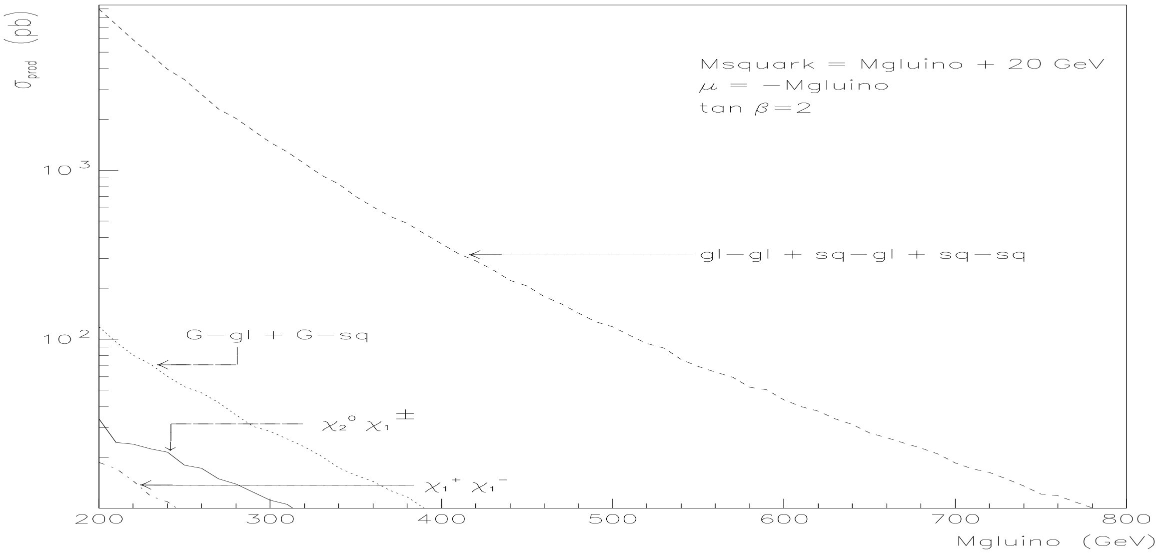


Figure 1.17: Principales sections efficaces de production de paires de sparticules en fonction de $m_{\tilde{g}}$.

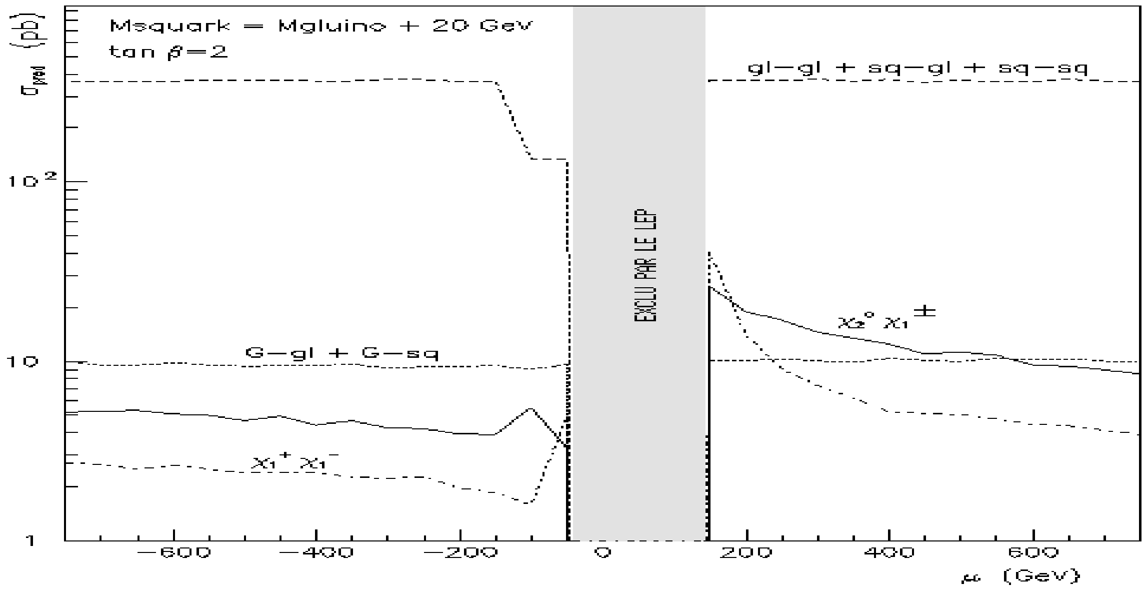


Figure 1.18: Principales sections efficaces de production de paires de sparticules en fonction de μ.

La voie la plus immédiate pour découvrir la SUSY au LHC est donc vraisemblablement la recherche de paires de sparticules portant une charge de couleur; elles ont d'ailleurs fait l'objet d'études intensives [55]. Le canal générique de ces recherches est: "n jets + m leptons isolés + p_T^{miss}" avec $n \geq 3$, $0 \leq m \leq 4$ ou 5 et une énergie manquante substantielle due à la non-détection des $\tilde{\chi}_1^0$ et des éventuels neutrinos. Cette grande multiplicité hadronique et leptonique est due au fait que ces sparticules comptent parmi les plus lourdes du MSSM et que par conséquent nombre de canaux leur sont ouverts pour se désintégrer dans des sparticules plus légères jusqu'à que ces cascades s'achèvent avec la production de plusieurs LSP.

Néanmoins, les figures 1.17 et 1.18 montrent que les productions de paires de $\tilde{\chi}_i^{\pm}\tilde{\chi}_j^0$ ont des sections efficaces amplement suffisantes pour permettre leur recherche au LHC. Il est clair cependant qu'il ne faut guère compter sur un signal hadronique pour signer leur désintégration étant donné l'énorme bruit de fond provenant des processus de QCD standards et supersymétriques. On s'orientent donc naturellement, pour de tels processus, vers une signature leptonique avec des événements ayant une très faible activité hadronique. Nous rechercherons typiquement m leptons isolés (c'est-à-dire sans débris hadroniques adjacents) avec peu ou pas de jets. Le nombre m de leptons est a priori compris entre un et cinq. Ceci dit, il est évident que le canal à un seul lepton souffrirait d'un bruit de fond très important constitué par les désintégrations semi-leptoniques des saveurs lourdes ainsi que des désintégrations leptoniques des $W^{\pm}$. De même, les désintégrations leptoniques des Z^0 et des paires $W^{\pm}W^{\mp}$ couvriraient le signal à deux leptons. Dès lors, la production des paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ apparaît comme le processus le plus favorable dans cette recherche. Sa section efficace est légèrement supérieure à celle de la production $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_1^{\mp}$. En outre il peut fournir trois leptons dans l'état final et n'être confronté qu'à des bruits de fond standards controlables. Il a été établi [56] que le signal à quatre leptons souffre d'un bruit de fond important dû aux paires ZZ et $t\bar{t}$ mais que le signal à cinq leptons, dont la section efficace est du même ordre de grandeur, pourrait émerger des bruits de fond. Cependant les sections efficaces inclusives sont relativement faibles dans ces deux derniers cas.

La production des paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$:

Nous allons donc étudier le processus: pp $\rightarrow \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$, sa section efficace a été calculée par plusieurs auteurs; on pourra trouver la forme analytique ainsi que tous les détails de calcul de $\sigma(pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0)$ la référence [57] (notamment dans l'appendice B).

Ces paires sont produites par Drell-Yan dans la voie s ou par échange de squark dans les voies t ou u:

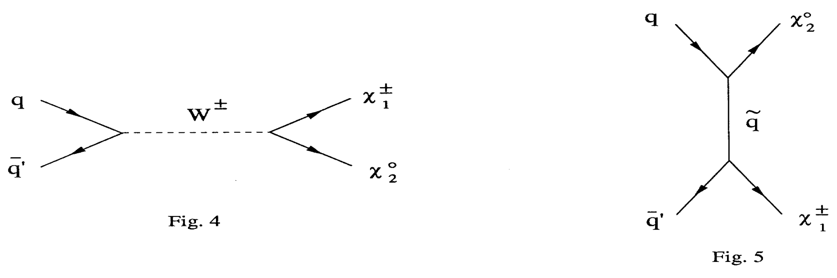


Figure 1.19: Les mécanismes de production des paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$.

Nous avons représenté, sur les figures 1.20 et 1.21, les variations de cette section efficace respectivement en fonction de $m_{\tilde{g}}$ et de μ pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Sur la figure 1.20 nous observons la décroissance rapide de $\sigma(pp \to \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0)$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$. Ce phénomène s'explique simplement par le fait que pour une masse du gluino relativement faible, la production se fait par l'intermédiaire d'un $W^{\pm}$ réel [58]. Par contre, quand $m_{\tilde{g}}$ augmente, $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ et $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ croissent proportionnellement et, la production passant par un $W^{\pm}$ de plus en plus éloigné de sa couche de masse, la section efficace diminue rapidement [59]. Nous noterons aussi que la section efficace augmente avec $\tan\beta$, mais que ce paramètre n'a d'impact que pour les faibles valeurs de $m_{\tilde{g}}$.

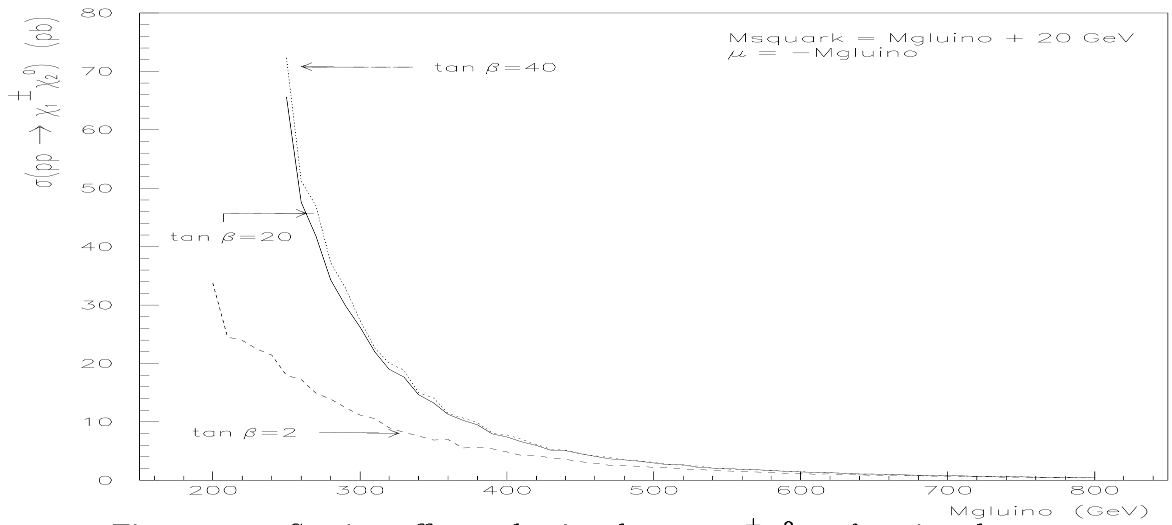


Figure 1.20: Section efficace du signal pp $\to \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$.

La figure 1.21 montre qu'il y a également une décroissance de la section efficace en fonction de $|\mu|$ mais que celle-ci est plus lente. On note, une fois de plus, la faible influence de $\tan\beta$, ainsi qu'une inversion de la prédominance des sections efficaces correspondant aux petites et aux grandes valeurs de ce paramètre en fonction du signe de μ.

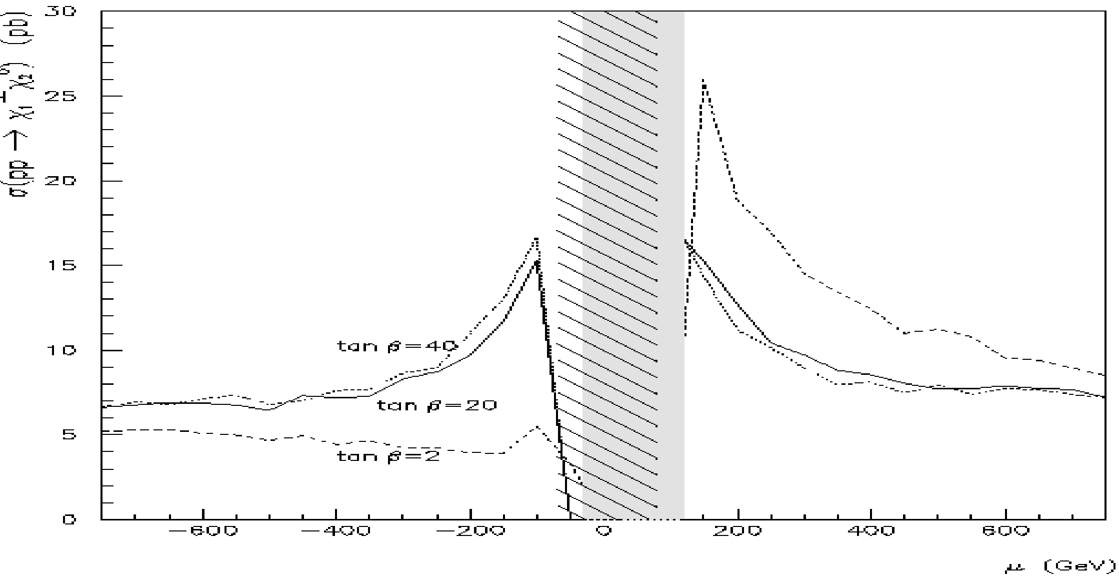


Figure 1.21: Section efficace du signal en fonction de μ.

1.3.3 La désintégration des charginos et des neutralinos au LHC.

Généralités:

Signalons d'abord, pour la généralité de notre propos, que les couplages $\tilde{q} - \tilde{\chi}_i^{\pm}, \tilde{\chi}_j^0$ ou higgs-$\tilde{\chi}_i^{\pm}, \tilde{\chi}_j^0$ sont "modèle-dépendants" parce qu'ils sont fonctions de la composition en jauginos et en higgsinos des charginos et des neutralinos. Ils dépendent donc de la manière de briser la SUSY dans le modèle considéré; aussi les résultats suivants ne s'appliquent stricto sensu qu'au MSSM.

Les désintégrations dominantes des $\tilde{\chi}_i^{\pm}$ et des $\tilde{\chi}_j^0$ dépendent de leur masse. Ce sont des désintégrations à deux ou trois corps à l'ordre de l'arbre, voire à deux corps via une boucle.

En général, les $\tilde{\chi}_i^{\pm}$ et $\tilde{\chi}_j^0$ lourds subissent des désintégrations à deux corps que nous pouvons classer en trois catégories:

• les désintégrations via un boson électrofaible réel:

$$\begin{cases} \tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_l^0 + Z^0, & \tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_l^{\pm} + W^{\mp}, \\ \tilde{\chi}_i^{\pm} \to \tilde{\chi}_l^0 + W^{\pm}, & \tilde{\chi}_i^{\pm} \to \tilde{\chi}_l^0 + Z^0; \end{cases} \tag{1.61}$$

• les désintégrations via un higgs (si celui-ci est assez léger):

$$\begin{cases} \tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_l^0 + h^0, A^0 \text{ ou } H^0, & \tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_l^{\pm} + H^{\mp}, \\ \tilde{\chi}_i^{\pm} \to \tilde{\chi}_l^0 + H^{\pm}, & \tilde{\chi}_i^{\pm} \to \tilde{\chi}_l^{\pm} + h^0,\ A^0 \ ou\ H^0; \end{cases} \tag{1.62}$$

• les désintégrations via un sfermion réel:

$$\begin{cases} \tilde{\chi}_i^0 \to \bar{q}\tilde{q},\ \bar{l}\tilde{l},\ q\tilde{\bar{q}},\ l\tilde{\bar{l}} \\ \tilde{\chi}_i^{\pm} \to \bar{q}\tilde{q}',\ \bar{l}\tilde{\nu},\ q\tilde{\bar{q}}',\ l\tilde{\bar{\nu}} \end{cases} \tag{1.63}$$

s'il existe un squark ou un slepton suffisament léger, comme c'est le cas pour les sleptons quand $m_{\tilde{q}} \approx m_{\tilde{g}}$.

On trouvera les expressions des largeurs de ces désintégrations dans les références [50-51].

Quant aux $\tilde{\chi}_i^{\pm}$ et $\tilde{\chi}_j^0$ légers, ils subissent en général des désintégrations à trois corps à l'ordre de l'arbre telles que:

• celles médiatisées par des $W^{\pm}$ et Z^0 virtuels:

$$\begin{cases} \tilde{\chi}_i^0 \to f\bar{f}\tilde{\chi}_1^0, \\ \tilde{\chi}_i^{\pm} \to f\bar{f}'\tilde{\chi}_1^0; \end{cases} \tag{1.64}$$

• celles médiatisées par des sfermions virtuels:

$$\begin{cases} \tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{l}^{\pm *} + \nu\ , & \tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{q}^* \bar{q} \\ \qquad \hookrightarrow l^{\pm}\tilde{\chi}_1^0 & \qquad \hookrightarrow q\tilde{\chi}_1^0 \end{cases} \tag{1.65}$$

Par ailleurs, ils peuvent se désintégrer par des modes d'ordre supérieur, essentiellement par une décroissance à deux corps via une boucle, comme c'est le cas dans la désintégration radiative du $\tilde{\chi}_2^0$ par exemple [61]:

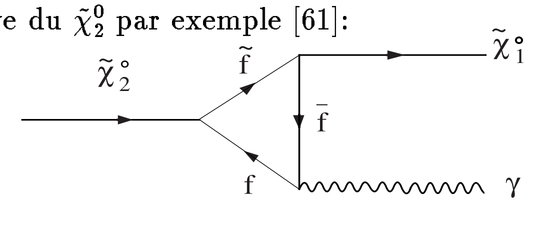


Figure 1.22: La désintégration radiative du $\tilde{\chi}_2^0$.

Par la suite nous nous ne intéresserons exclusivement qu'aux désintégrations du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ et du $\tilde{\chi}_2^0$.

Les modes de désintégration du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$:

Les variations des taux d'embranchement (ou Branching Ratio, BR) du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$ sont représentées sur les figures 1.22, 1.24 et 1.26 pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+20 GeV et sur les figures 1.28, 1.30 et 1.32 pour $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$.

On voit qu'un $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ léger subit une désintégration à trois corps: $\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow f\bar{f}'\tilde{\chi}_1^0$ alors que les modes à deux corps s'ouvrent cinématiquement quand il est plus lourd, tels que: $\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow W^{\pm}$ *ou* $H^{\pm} + \tilde{\chi}_1^0$. Il faut noter que les taux d'embranchement du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ en $W^{\pm}$ ou en $H^{\pm}$ sont pratiquement égaux sauf si $m_{H^{\pm}} \geq 150$ GeV auquel cas il y a suppression de ce dernier mode de désintégration.

D'après les résultats obtenus avec ISAJET 7.08, $m_{H^{\pm}} \geq m_{W^{\pm}}+$ 42 GeV, même pour $m_A = 100$ GeV et quelque soit la valeur de $\tan\beta$. Ceci explique que cette désintégration n'apparaissent pas sur les figures citées ci-dessus. Par contre, il suffit que $|\mu| > M_2$ et que $M_2 - M_1 > m_{W^{\pm}}$ pour que le canal: $\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow W^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$ soit ouvert. On observe donc que BR($\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow l^{\pm}\nu\tilde{\chi}_1^0$) $\approx$ 20% pour $m_{\tilde{g}} \leq 600$ GeV et que BR($\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow W^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$) sature pratiquement au-delà de $m_{\tilde{g}} = 600$ GeV, quelque soit la relation entre $m_{\tilde{q}}$ et $m_{\tilde{g}}$. Il convient de signaler ici que pour $m_{\tilde{q}} \approx m_{\tilde{g}}$ et $|\mu|$ on a une augmentation du taux d'embranchement leptonique du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ [62]. En effet, dans ces conditions, BR($\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow l^{\pm}\nu\tilde{\chi}_1^0$) > BR($\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow W^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$)$\times$ BR($W^{\pm} \rightarrow l^{\pm}\nu$), puisque BR($W^{\pm} \rightarrow l^{\pm}\nu$)$\approx$ 21.4% (cf les fig. 1.22, 1.24 et 1.26). Cet effet est d'autant plus marqué que $\tan\beta$ est grande.

Les variations du taux d'embranchement leptonique du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ en fonction de μ sont représentées sur les figures 1.23, 1.25 et 1.27 pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20\ GeV$et sur les figures 1.29, 1.31 et 1.33 pour $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$.

Enfin on notera que la valeur de $\tan\beta$ ne modifie sensiblement BR($W^{\pm} \rightarrow l^{\pm}\nu$) que pour les grandes valeurs de $|\mu|$.

Les modes de désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$:

Les variations des taux d'embranchement du $\tilde{\chi}_2^0$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$ apparaissent sur les figures 1.34, 1.36 et 1.38 pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+20 GeV et sur les figures 1.35, 1.37 et 1.39 pour $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$. Là de même, le $\tilde{\chi}_2^0$ léger subit une désintégration à trois corps: $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow f\bar{f}\tilde{\chi}_1^0$ alors qu'il se désintègre en deux corps par $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0\tilde{\chi}_1^0$ ou $h^0\tilde{\chi}_1^0$ s'il est assez lourd. La désintégration $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0\tilde{\chi}_1^0$ qui survient quand $m_{\tilde{g}} \geq$690 GeV, est cinématiquement ouverte quand $|\mu| > M_2$ et $M_2 - M_1 > m_Z$ mais nous n'observons pas la réduction de son taux d'embranchement par le facteur $(M_2 - M_1)^2/\mu^2$ (qui vaut à peu près 1.7 % pour $\mu = -m_{\tilde{g}}$) par rapport à celui du mode concurrent $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0$ tel qu'il est prévu dans la référence [51]. Il est clair que dès l'ouverture de ces deux modes, la section efficace inclusive à trois leptons baisse brutalement. En effet, on a souvent: BR($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}\tilde{\chi}_1^0$) > BR($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0\tilde{\chi}_1^0$) $\times$ BR($Z^0 \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}$), c'est en particulier le cas pour $m_{\tilde{q}} \approx m_{\tilde{g}}$ et $|\mu|$ assez grand (cf Fig. 1.34-39). Cette propriété se retrouve dans les modèles de SUGRA dans lesquels chacune des deux conditions $|\mu| \approx m_{\tilde{g}}$ et $m_{\tilde{q}} \approx m_{\tilde{g}}$ (obtenue dans la limite dite "no-scale" des modèles de SUGRA [60]) augmente le taux d'embranchement leptonique du $\tilde{\chi}_2^0$.

Quant au mode $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0$, il n'est ouvert que quand $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \geq m_h$ ce qui correspond en général à $m_{\tilde{g}} > 800$ GeV. Ceci explique que l'on ait que le mode $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow$

$Z^0\tilde{\chi}_1^0$ sur les figures 1.36 ,1.38,1.42 et 1.44. Comme le mode de désintégration du h^0 est presque exclusivement: $h^0 \rightarrow b\bar{b}$, il s'en suit que le signal à trois leptons disparaît quand le mode $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0$ devient prépondérant. Pour $m_{\tilde{g}} < 600$ GeV, le $\tilde{\chi}_2^0$ se désintègre en trois corps, et pour $|\mu|$ petit, on a même: $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow f\bar{f}'\tilde{\chi}_1^{\pm}$; mais cette dernière situation est exclue par les données du LEP.

Les variations des taux d'embranchement du $\tilde{\chi}_2^0$ en fonction de μ sont représentées sur les figures 1.35, 1.37 et 1.39 pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+20$ GeV et sur les figures 1.41, 1.43 et 1.45 pour $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$. On remarque en comparant ces deux séries de courbes que dans la seconde BR($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}\tilde{\chi}_1^0$) est nettement moindre. Les désintégrations à deux corps n'apparaissent pas en raison de la trop faible valeur de $m_{\tilde{g}}$: 400 GeV. On notera une fois de plus l'influence relativement faible de $\tan\beta$ sur les taux d'embranchement du $\tilde{\chi}_2^0$.

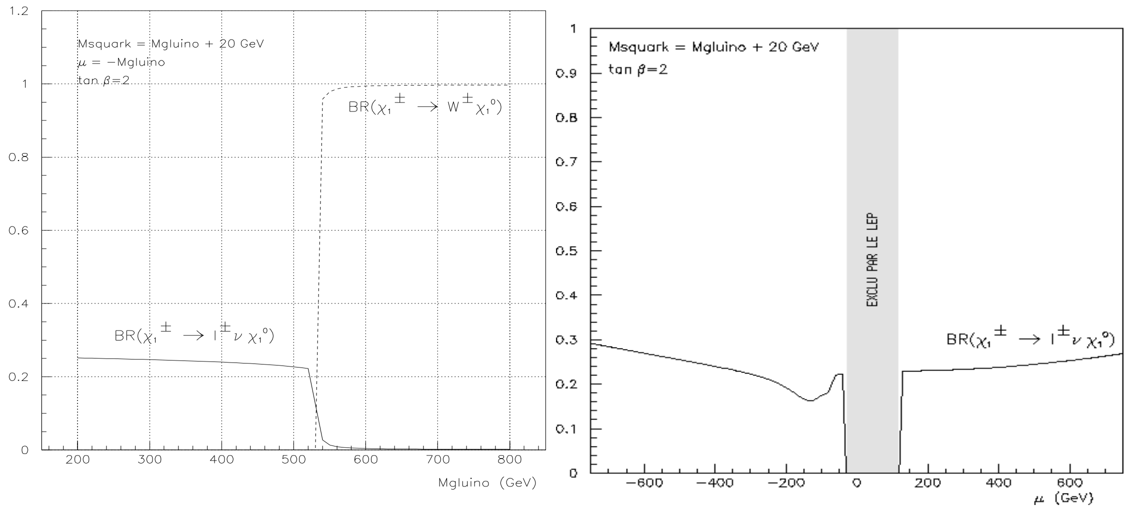
Enfin, dans le cas où il existe un slepton assez léger, le canal $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}_R^{\pm}\, l^{\mp}$ est ouvert mais il sera peu utile dans la recherche des paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ parce qu'il produit des leptons relativement "mous". Dans ces conditions, l'efficacité du signal sera réduite quand on appliquera les coupures sur le p_T des leptons.

L'influence de la masse du A^0 sur la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$:

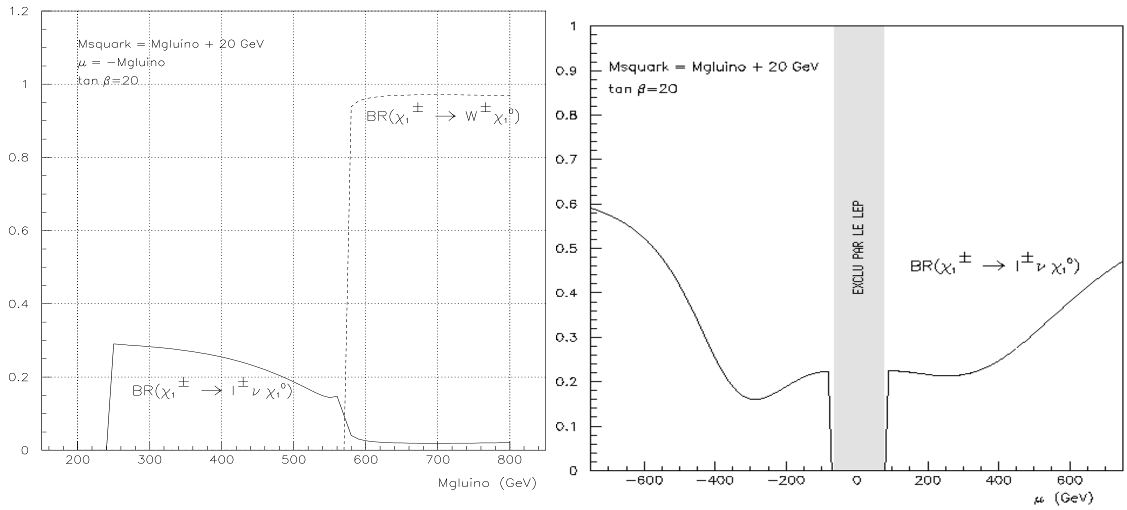
Nous avons vu que l'ouverture du mode $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0$ annule quasiment le taux d'embranchement leptonique du $\tilde{\chi}_2^0$, or elle dépend de m_h qui elle-même dépend de m_A. Ainsi m_A a une grande importance dans la délimitation du domaine de l'espace des paramètres où le signal $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell + p_T^{miss}$ est observable.

Sur la figure 1.46 nous avons représenté les variations de $m_{\tilde{\chi}_2^0}$, $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$, m_h et $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$ avec $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+20$ GeV, $\mu = -m_{\tilde{g}}$, $\tan\beta$ =2 pour différentes valeurs de m_A. On voit que plus m_A est petite, plus m_h l'est et plus rapidement le BR($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0$) sature, comme le montre la figure 47. La même étude a été faite pour $\tan\beta$ =20 et 40; il se trouve que quand $\tan\beta$ croît, $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ diminue légèrement alors que m_h augmente. Donc l'augmentation de $\tan\beta$ favorise l'ouverture du canal $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0$, l'effet cité ci-dessus demeure mais est décalé de +100 à 200 GeV sur l'échelle de $m_{\tilde{g}}$. Notons que dans le cas particulier où une très faible valeur de m_A limiterait le domaine du signal à trois leptons aux valeurs $m_{\tilde{g}}$ <550 à 700 GeV, le h^0 serait très léger (respectivement de 84 ou 76 GeV) et donc détectable au LEP II. Dans cette discussion, la relation entre $m_{\tilde{q}}$ et $m_{\tilde{g}}$ a également une certaine influence. En effet, $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ décroît légèrement quand on passe de $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+20$ GeV à $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$, sans modifier m_h. Par conséquent, ce passage ne favorise pas l'ouverture du canal $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0$. Plus quantitativement, pour 2< $\tan\beta$ <40, il la retarde d'environ 40 GeV sur l'échelle de $m_{\tilde{g}}$. C'est-à-dire que BR($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0$) au lieu de saturer à partir de $m_{\tilde{g}} = 640$ GeV par exemple, ne sature qu'à $m_{\tilde{g}}$ =680 GeV.

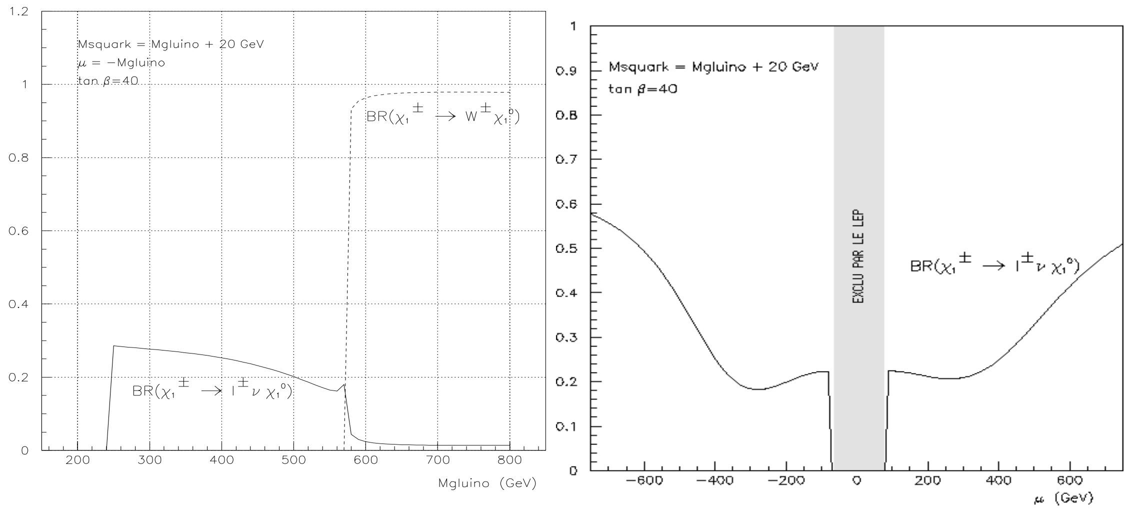
En conclusion, dans ce chapitre nous avons vu que le canal $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell + p_T^{miss}$ est le plus adapté pour la recherche des charginos et des neutralinos dans un environnement hadronique. L'étude des taux d'embranchement nous a montré que 0.5% $\leq$ BR($\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell+X$) $\leq$ 7% pour $m_{\tilde{g}} < 550$ à 600 GeV (notamment en fonction de m_A) et qu'il est maximum quand $|\mu| \approx m_{\tilde{g}}$ et $m_{\tilde{q}} \approx m_{\tilde{g}}$ comme le prévoient les modèles de SUGRA dans lesquels μ est en général relié à $m_{\tilde{g}}$.



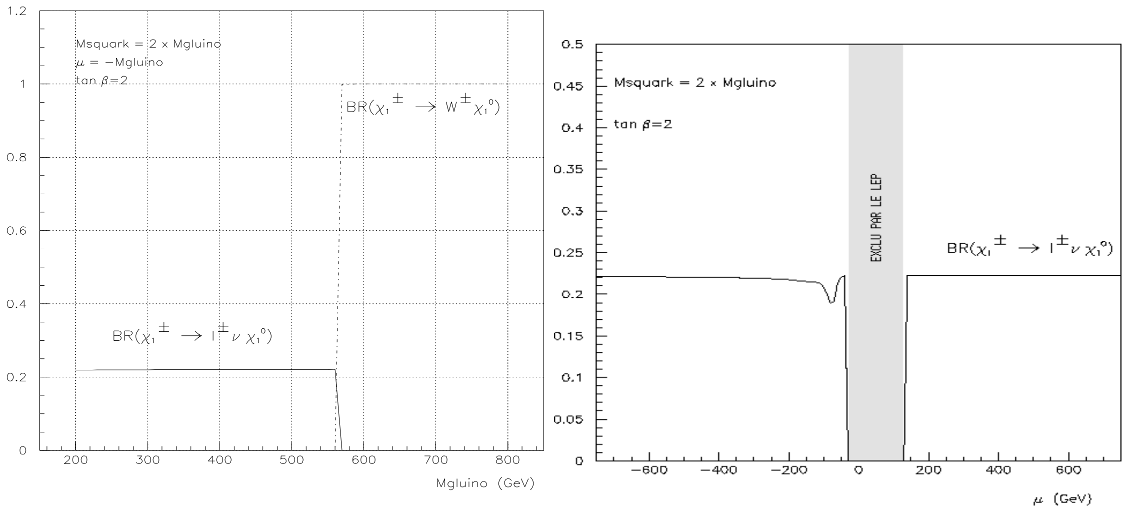
Figures 1.22,1.23: BR($\tilde{\chi}_1^\pm \to l^\pm \nu \tilde{\chi}_1^0$) en fonction de $m_{\tilde{g}}$ (gauche) et de μ (droite) pour $tan\beta$ =2 et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+20 GeV.



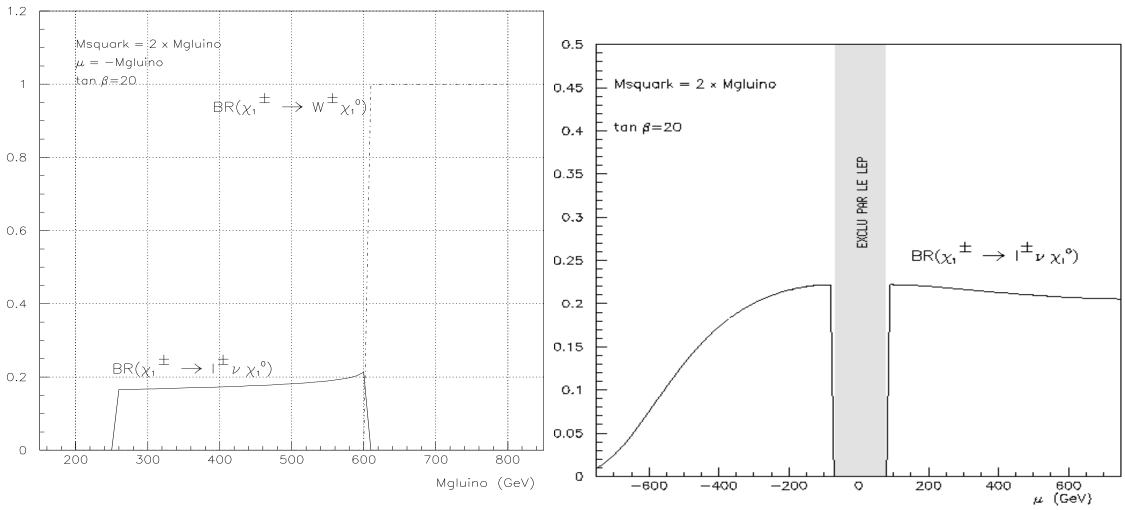
Figures 1.24,1.25: Analogues aux figures 1.23 et 1.24 pour $tan\beta$ =20.



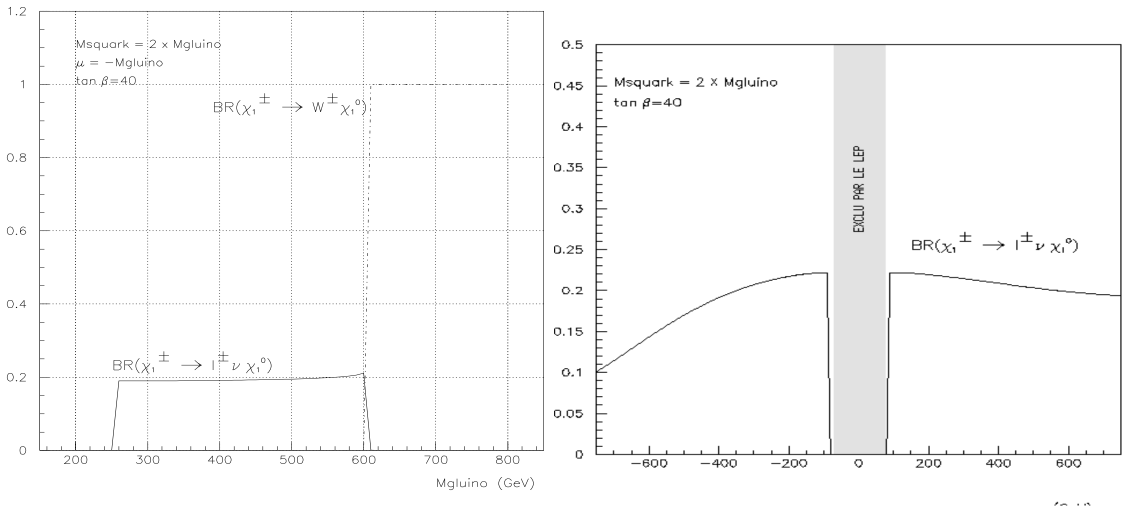
Figures 1.26,1.27: Analogues aux figures 1.23 et 1.24 pour $tan\beta$ =40.



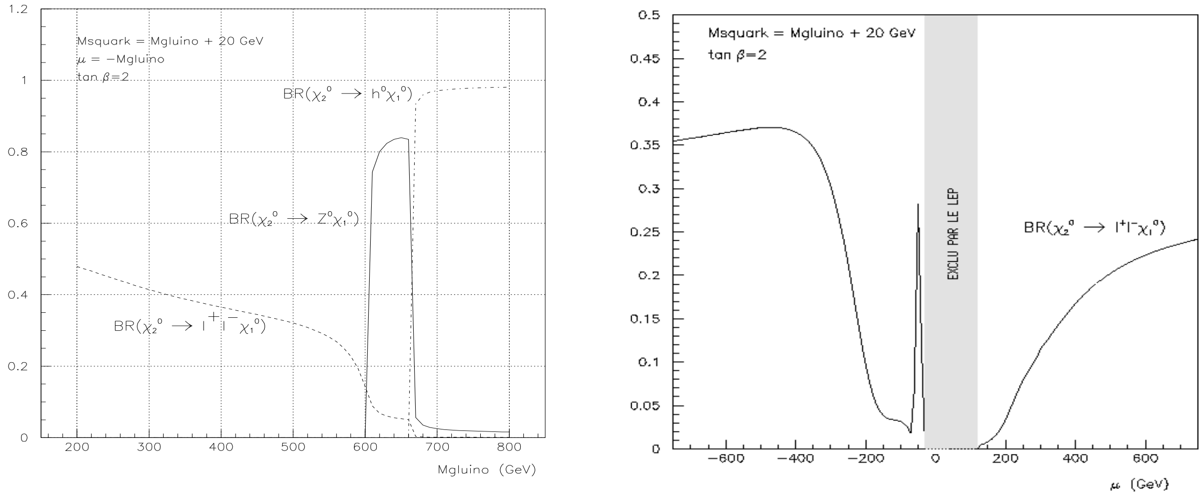
Figures 1.28,1.29: BR($\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow l^{\pm}\nu\tilde{\chi}_1^0$) en fonction de $m_{\tilde{g}}$ (gauche) et de μ (droite) pour $tan\beta$ =2 et $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$.



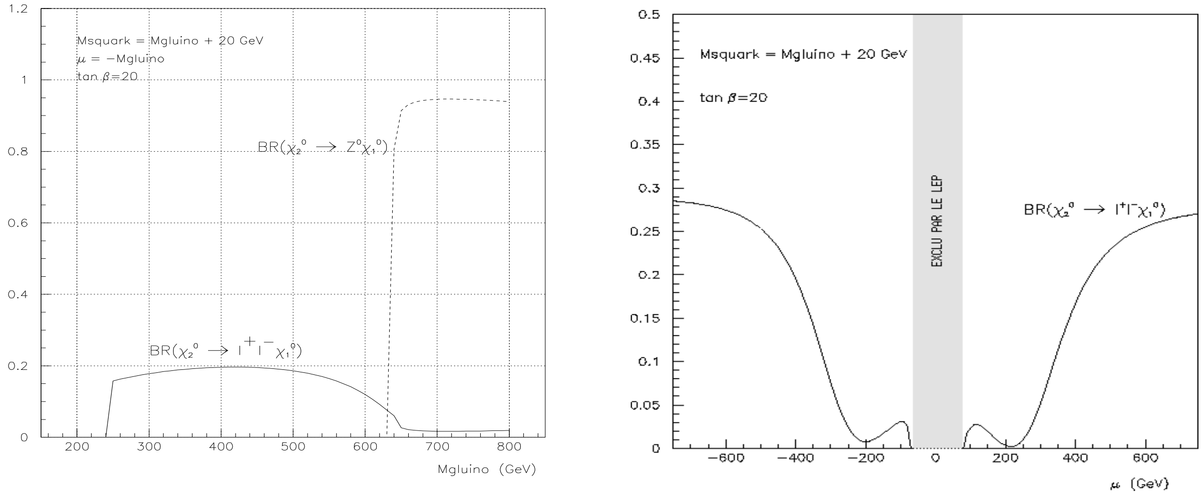
Figures 1.30,1.31: Analogues aux figures 1.28 et 1.29 pour $tan\beta$ =20.



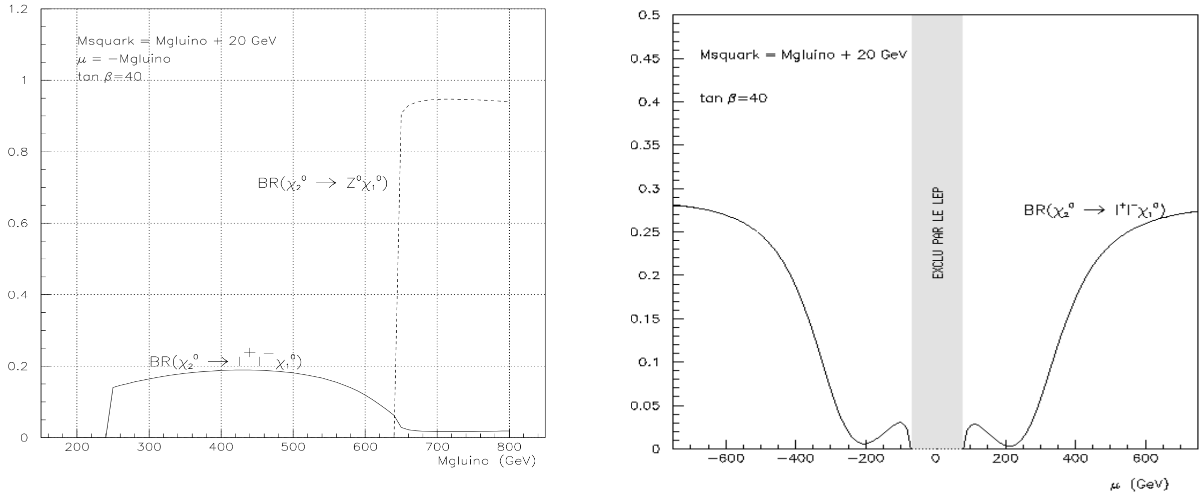
Figures 1.32,1.33: Analogues aux figures 1.28 et 1.29 pour $tan\beta$ =40.



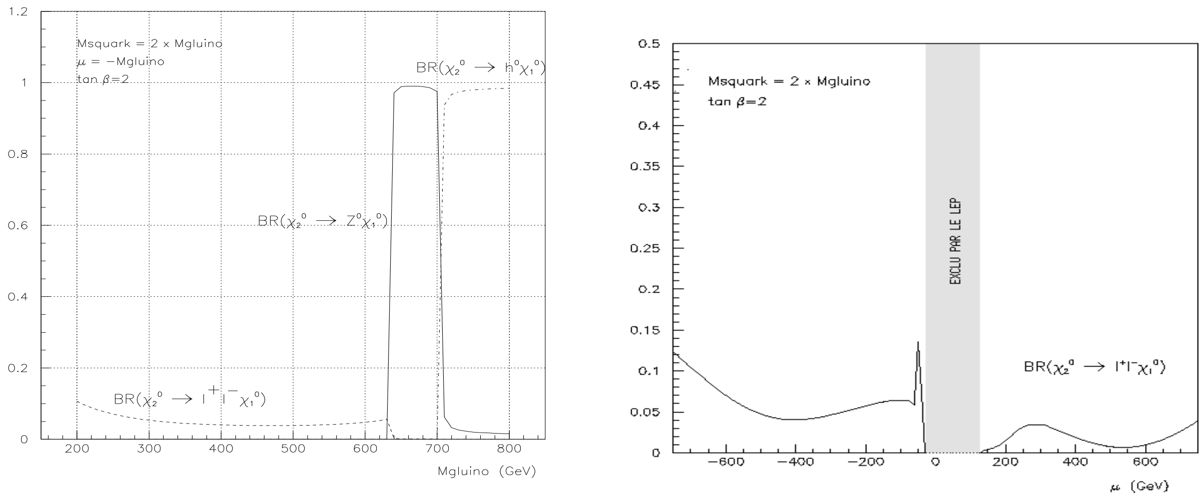
Figures 1.34,1.35: BR($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^\pm l^\mp \tilde{\chi}_1^0$) en fonction de $m_{\tilde{g}}$ (gauche) et de μ (droite) pour $tan\beta$ =2 et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+20 GeV.



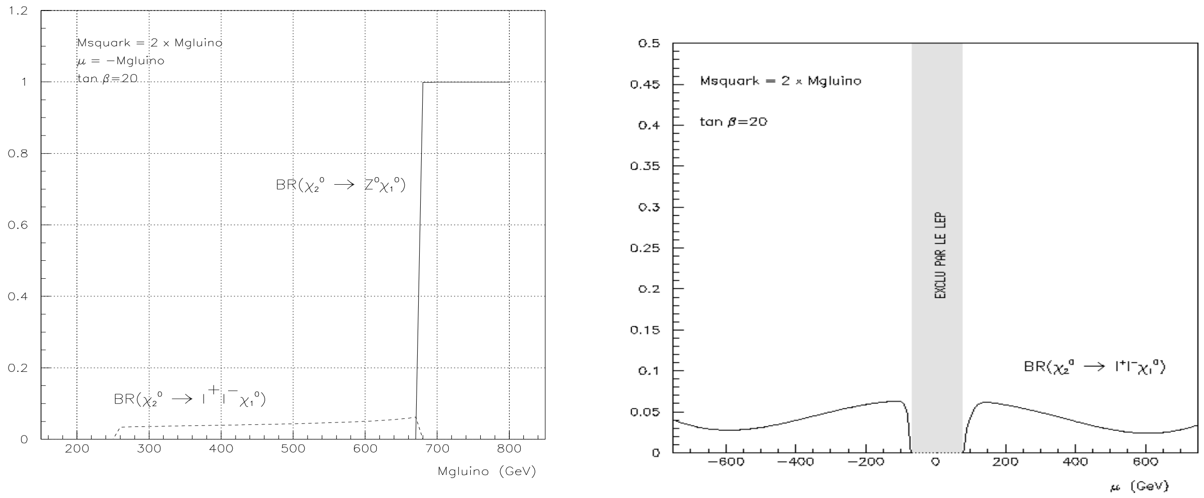
Figures 1.36,1.37: Analogues aux figures 1.34 et 1.35 pour $tan\beta$ =20.



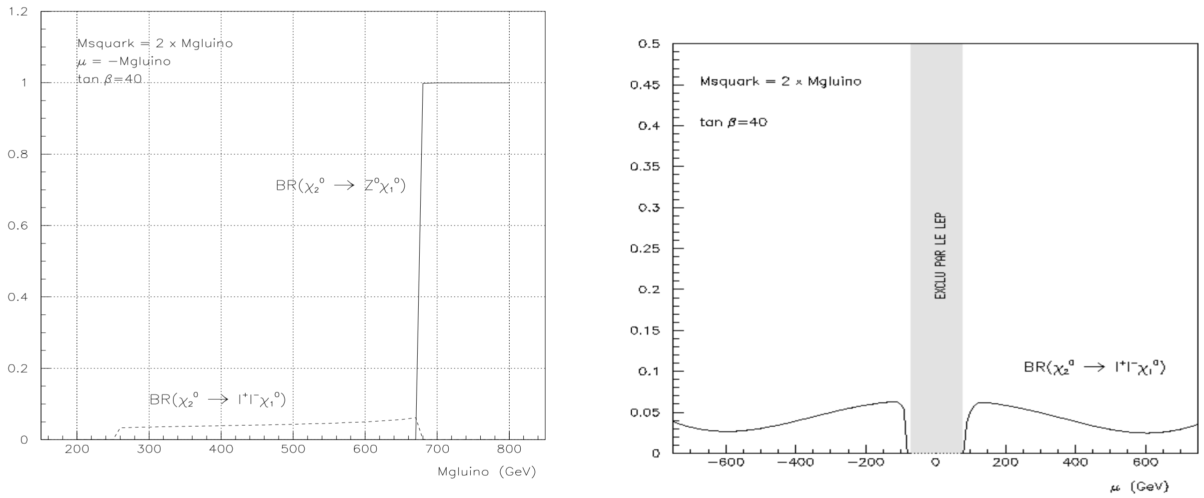
Figures 1.38,1.39: Analogues aux figures 1.34 et 1.35 pour $tan\beta$ =40.



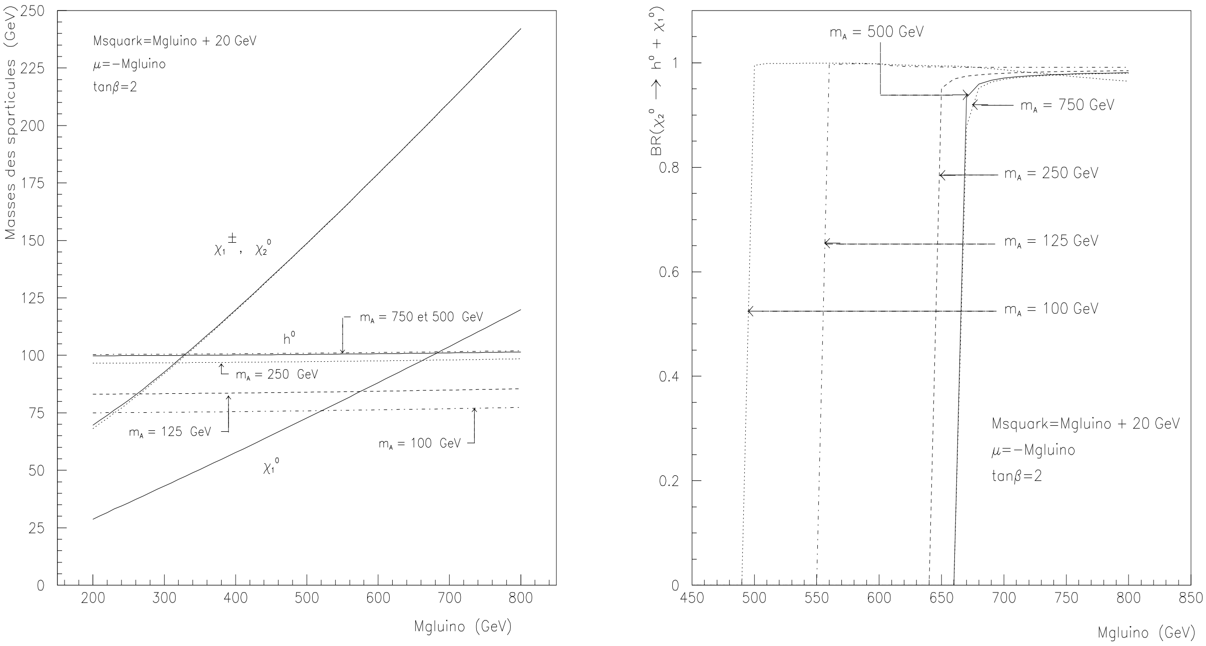
Figures 1.40,1.41: BR($\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}\tilde{\chi}_1^0$) en fonction de $m_{\tilde{g}}$ (gauche) et de μ (droite) pour $tan\beta$ =2 et $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$.



Figures 1.42,1.43: Analogues aux figures 1.40 et 1.41 pour $tan\beta$ =20.



Figures 1.44,1.45: Analogues aux figures 1.40 et 1.41 pour $tan\beta$ =40.



Figures 1.46,1.47: Influence de m_A sur la masse du h^0 (gauche) et sur le BR($\tilde{\chi}_2^0 \to h^0 + \tilde{\chi}_1^0$) (droite).

Références

[1] Pour un résumé voir par exemple:
D. Kazakov, "Beyond the Standard Model" CERN School of Physics (1989), CERN 91-07

[2] S. Adler, Phys. Rev. 177 (1969) 2426,
J. Bell et R. Jackiw, Nuovo Cimento 60A (1969) 49,
D. Gross et R. Jackiw, Phys. Rev. D6 (1972) 477,
C. Bouchiat, J. Iliopoulos et P. Meyer, Phys. Lett. 38B (1972) 519

[3] B. de Wit, CERN School of Physics (1989)
"Gauge Theories and Applications"

[4] A. Font, L. Ibanez et F. Quevedo, Phys. Lett. B228 (1989) 79,
C. Geng et R. Marshak, Phys. Rev. D39 (1989) 693,
J. Minahan et al., Phys. Rev. D41 (1990) 715,
K. Babu et R. Mohapatra, Phys. Rev. D41 (1990) 271

[5] P. Chiapetta, Rivista Del Nuovo Cimento, Vol. 13 N4 (1990)
"High Energy Precision Test Beyond the Standard Model",
C. Savoy, Ecole de Gif 1989
"Aide Mémoire des Symétries Brisées du Modèle Standard"

[6] Y. Nambu, "New Theories in Physics" Proceedings of the XI^{th} Kazimierz Symposium (1988), World Scientific (1989),
W. Bardeen et al., Phys. Rev. D41 (1990) 1647,
V. Miransky et al., Mod. Phys. Lett. A4 (1989) 1043, Phys. Lett. 221B (1989) 177

[7] G. Altarelli, CERN-TH 7072/93
"Theoretical Implications of Precision Electroweak Data",
J. Ellis, G. Fogli et E. Lisi, CERN-TH 7448/94
"Technicolor and Precision Electroweak Data Revisited",
G. Altarelli, CERN-TH 7464/94,
"Electroweak Precision Tests: A Status Report"

[8] S. Weinberg, Phys. Rev. D13 (1976) 974, Phys. Rev. D19 (1979) 1277,
L. Susskind, Phys. Rev. D20 (1979) 2619,
E. Farhi et L. Susskind, Phys. Rep. 74C (1981) 2777

[9] S. Dimopoulos et L. Susskind, Nucl. Phys. B155 (1979) 237,
E. Eichten et K. Lane, Phys. Lett. 90B (1980) 125

[10] B. Holdom, Phys. Lett. 150B (1985) 301, Phys. Rev. D24 (1981) 1441,
K. Yamawaki et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1335,
T. Appelquist et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 957,
S. Raby et G. Guidice, Ohio preprint DOE/ER/01545-447 (1990)

[11] R. Casalbuoni et al., Phys. Lett. B155 (1985) 95,
R. Casalbuoni et al., Nucl. Phys. B282 (1987) 235,
R. Casalbuoni et al., Nucl. Phys. B310 (1988) 181

[12] J. Layssac, F. Renard et C. Verzegnassi, Phys. Rev. D48 (1993) 4037

[13] C. Verzegnassi, HEP93 Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Marseille (1993) 510-512

[14] "Atlas Technical Proposal"
CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2 (1994)

[15] V. Barger et al., "Supersymmetry with Grand Unification" MAD/PH/781

[16] H. Georgi et S. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 32,
J. Pati et A. Salam, Phys. Rev. D10 (1974) 275,
H. Quinn et S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 451

[17] W. Marciano et A. Sirlin, Phys. Rev. D22 (1980) 2095,
C. Llewellyn-Smith et al., Nucl. Phys. B177 (1981) 263

[18] S. Dimopoulos, "Supersymmetric Unification"
CERN-TH 7531/94

[19] G. Ross, "Grand Unified Theories" Benjamin Inc. (1984),
P. Langacker, Phys. Rep. 72C (1981) 185

[20] S. Siedel et al., IMB Collaboration, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2522,
K. Hirata et al., Kamiokande II Collaboration, Phys. Lett. 220B (1989) 308,
C. Berger et al., Nucl. Phys. B313 (1989) 509
T. Philips et al., Phys. Lett. 224B (1989) 348

[21] Y. Gol'fand et E. Likthman, JETP Lett. 13 (1971) 323,
D. Volkov et V. Akulov, Phys. Lett. 46B (1973) 109,
J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974), Nucl. Phys. B78 (1974) 1

[22] S. Coleman et J. Mandula, Phys. Rev. 159 (1967) 1251,

[23] R. Haag, I. Lopuszanski et M. Sohnius, Nucl. Phys. B88 (1975) 257

[24] D. Freedman et al., Phys. Rev. B62 (1976) 3214,
S. Deser et B. Zumino, Phys. Lett. D13 (1976) 335

[25] M. Sohnius, Phys. Rep. 128 (1985) 39-204 "Introducing Supersymmetry"

[26] P. Fayet et J. Iliopoulos, Phys. Lett. B51 (1974) 461,
O'Rafeartaigh, Nucl. Phys. B96 (1975) 331

[27] S. Ferrara, L. Girardello et F. Palumbo, Phys. Rev. D20 (1979) 403

[28] M. Green, J. Schwarz et E. Witten, "Superstring Theory",
Vol. I et II, Cambridge University Press (1988),
D. Gross, Proceedings of the 1986 ASI School (Virgin Islands), Plenum Press (1987)

[29] A. Strominger et E. Witten, Commun. Math. Phys. 101 (1985) 341,
A. Strominger, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2547

[30] M. Green, "Superstrings" World Scientific (1985)

[31] L. Ibanez, "Beyond the Standard Model"
CERN School of Physics 1990, CERN 92-06 (1992)

[32] G. T'Hooft, "Recent Developments in Gauge Theories"
Plenum Press (1981)
E. Gildener, Phys. Rev. D14 (1976) 1667

[33] U. Amaldi, W. de Boer et H. Furstenau, Phys. Lett. B260 (1991)447-455

[34] L. Roszkowski, "Supersymmetric Dark Matter, A Review", UM-TH-93-06.

[35] C. Savoy, Ecole de Gif 1989
"Aide Mémoire des Symétries Brisées du Modèle Standard"

[36] R. Arnowitt et P. Nath, "Supersymmetry and Supergravity Phenomenology and Grand Unification", CTP-TAMU-52/93, NUB-TH-3073-93, SSCL-Preprint-503

[37] F. Gabbiani et A. Maseiro, Nucl. Phys. B322 (1989) 235,
M. Drees et M. Nojiri, Nucl. Phys. B369 (1992) 54,
G. Ross et R. Roberts, Nucl. Phys. B377 (1992) 571,
G. Kane et al., UM-TH-93-24 (1993)

[38] L. Ibanez et C. Lopez, Phys. Lett. B126 (1983) 54,
Nucl. Phys. B233 (1984) 511

[39] S. Martin, "Automatic Gauged R-Parity",
Proceedings of SUSY93, Ed. P. Nath, World Scientific (1993)

[40] H. Haber et Hempfling, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1815,
J. Ellis, G. Ridolfi et F. Zwirner, Phys. Lett. B257 (1991) 83,
J. Espinosa et M. Quiros, Phys. Lett. B266 (1991) 389,
M. Carena et al., CERN-TH-95-045

[41] J.-E. Augustin, "Physics at LEP200", CERN-PPE/94-81

[42] M. Guchait, Z. Phys. C57 (1993) 157-163

[43] Particle Data Group, Phys. Rev. D50 (1994)1175-1826

[44] F. Abe et al., CDF Collaboration,
"Search for Chargino-Neutralino Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$ =1.8 TeV"
FERMILAB-PUB-96/029-E

[45] A. Bartl et al., "The MSSM at HERA",
Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Vol. 2 (1991)
F. Schrempp, "Search for New Particles at HERA", DESY 93-096,
T. Kobayashi, S. Kitamura et T. Kon, "Supersymmetric Particle Production at HERA", ITP-SU-95/03, HEP-PH/9509294

[46] R. Barbieri et G. Guidice, Nucl. Phys. B306 (1988) 63-76

[47] G. Anderson et D. Castano, MIT-CTP-2369, HEP-PH/9412322

[48] H. Baer, F. Paige et S. Protopopescu, FSU-HEP-930329, UH-511-764-93 (1993)

[49] M. Drees et M. Noriji, Nucl. Phys. B369 (1992)54

[50] J. Gunion et al., Int. J. of Mod. Phys., Vol. 2 (1987)1145-1159

[51] J. Gunion et H. Haber, Phys. Rev. D37 (1988) 2515-2532

[52] S. Martin et P. Ramond, NUB-3067-93TH, UFIFT-HEP-93-16, SSCL-Preprint-439

[53] A. Lahanas, K. Tamvakis et N. Tracas, CERN-TH 7089/93, IOA 297, NTUA 42/93

D. Pierce et A. Papadopoulos, JHU-TIPAC-940001, PURD-TH-94-04, HEP-PH/9403240

[54] H. Baer, Communications privées.

[55] voir référence [14]
D. Claes et al., D0 Collaboration, FERMILAB-PUB-95-057-E
S. Basa, Thèse de doctorat, CPP Marseille (1994)
"Recherche des gluinos et des squarks dans le cadre du MSSM au LHC."
Atlas Internal Notes PHYS-No-14,16,30 et 57

[56] R. Barbieri et al., Nucl. Phys. B367 (1991)28-59

[57] S. Dawson, E. Eichten et C. Quigg, Phys. Rev. D31 (1985)1581-1637

[58] H. Baer et X. Tata, Phys. Lett. B155 (1985)278

H. Baer, K. Hagiwara et X. Tata, Phys. Rev. Lett. 57 (1986)294, Phys. Rev. D35 (1987)1598

[59] P. Nath et R. Arnowitt, Mod. Phys. Lett. A2 (1987)331

[60] J. Lopez et al., Phys. Rev. D48 (1993)2062, CERN-TH-93 où les calculs sont effectués dans le modèle $SU(5) \otimes U(1)$ dit de "flipped no-scale" SUGRA.

[61] S. Ambrosanio et B. Mele, ROME1-1094/95, HEP-PH/9503362

[62] H. Baer et al., FSU-HEP-940310, UH-511-786-94

H. Baer et X. Tata, Phys. Rev. D47 (1993)2739

[63] A. Lahanas et D. Nanopoulos, Phys. Rep. 145 (1987)

[64] V. Barger et R. Phillips, "Collider Physics" (1987), Addison-Wesley Publish. Comp.

[65] J. Bagger, "The Status of Supersymmetry", JHU-TIPAC-95021 (1995)

[66] ALEPH Collaboration, "Search for supersymmetric particles in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies of 130 and 136 GeV", CERN-PPE/96-10 (1996)

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS

2.1 Description générale du détecteur

2.1.1 Introduction

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction, le LHC se propose de couvrir un programme de physique très vaste qui comprend la physique des saveurs lourdes (du top et du b), la recherche du higgs du MS ainsi que ceux du MSSM, des autres sparticules du MSSM, des résonances prévues par les modèles de BESS ou de TC, de la compositivité des quarks,...

Nous allons à présent décrire l'appareillage qui permettra de mener à bien ce programme de recherche. Le détecteur ATLAS [1,2], dont la figure 2.1 donne une vue éclatée, est constitué, du centre vers l'extérieur, d'un détecteur interne (INDET), d'un solénoïde supraconducteur, d'un calorimètre EM à argon liquide (ECAL), d'un calorimètre à tuiles scintillantes (TICAL), d'un toroïde à air et enfin d'un spectromètre à muons. Nous étofferons cette description très sommaire à partir du paragraphe 2.1.2 en détaillant les techniques utilisées pour chaque sous-détecteur.

2.1.2 Le cahier des charges du détecteur

La conception et l'optimisation du détecteur sont soumises à trois types de contraintes, ces dernières sont imposées:

(i) par la physique,

(ii) par la faisabilité et la fiabilité des technologies utilisées et

(iii) par le coût qui doit rester raisonnable;

le but étant de construire des systèmes de mesure robustes et redondants.

La faisabilité et la fiabilité des nouvelles techniques employées sont évaluées au cours des différents programmes de RD. Quant au coût, il est minimisé en fonction du point *(ii)* quand les contraintes minimales du point *(i)* sont intégrées et que se présente un choix entre plusieurs options concurrentes. Mais à l'origine, c'est bien la capacité à détecter des processus physiques particuliers qui impose le cahier des charges du détecteur.

Ainsi, la recherche d'un higgs léger (80$\leq m_H \leq$ 100 GeV) se désintégrant dans le canal $H^0 \rightarrow b\bar{b}$, dans le cadre du MS ou du MSSM, impose une bonne capacité dans l'étiquettage des quarks b. Pour un higgs un peu plus lourd (90$\leq m_H \leq$ 150 GeV) se désintégrant dans le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, il faut une bonne identification des photons allant de paire avec une mesure précise de leur ouverture angulaire en vue de la reconstruction de leur masse invariante. Un higgs très lourd ($m_H \leq$ 1 TeV) se désintégrant en $H^0 \rightarrow W^{\pm}W^{\mp}$ ou ZZ $\rightarrow$ $\mathrm{l}^{\pm}\nu + \mathrm{jj}$ ou respectivement $\mathrm{l}^{\pm}\mathrm{l}^{\mp} + \mathrm{jj}$ requiert la détection de jet (j) dans le calorimètre avant.

A la mise en service du LHC, il y aura une phase de prise de données à basse luminosité ($\mathcal{L} = O(10^{33})cm^{-2}s^{-1}$). Il faudra profiter au mieux de cette période pour déchiffrer des signatures complexes telles que les désintégrations du τ ou du b par le biais de la détection de vertex secondaires. Ce sera par exemple le cas dans la recherche du higgs chargé: $H^{\pm} \rightarrow \nu\tau^{\pm}$ ou q/q̄.

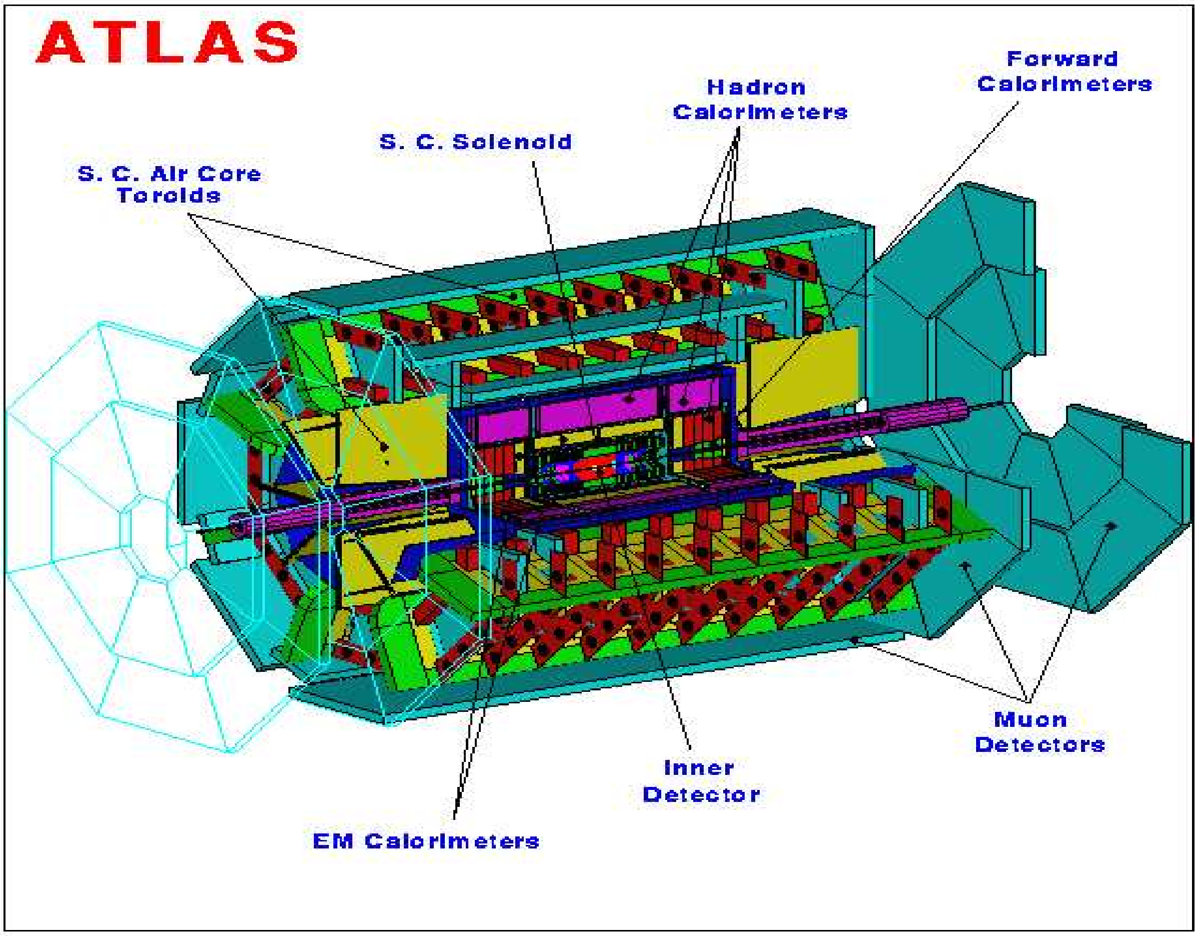


Figure 2.1: Vue éclatée du détecteur ATLAS.

Quant au $A^0 \rightarrow \tau^\pm\tau^\mp \rightarrow e^\pm\mu^\mp\nu \; ou \; l^\pm + hadrons + \nu$, sa détection imposera une bonne hermiticité du détecteur pour la mesure de l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}), à l'instar des canaux du MSSM dans lesquels la non-détection des LSP induira également de l'énergie manquante.

On pourrait multiplier les exemples de contraintes imposées à l'appareillage par des canaux physiques très différents; en voici un résumé, le détecteur ATLAS doit avoir:

• une bonne calorimétrie EM pour l'identification et la mesure des $e^\pm$ et γ,

• un ensemble calorimétrique hermétique pour la mesure des jets et du p_T^{miss},

• une trajectographie efficace à haute luminosité pour la mesure de l'impulsion des leptons ainsi que l'amélioration de l'identification des $e^\pm$; de même qu'à la faible luminosité pour la détection des vertex secondaires et la reconstruction d'états finaux avec des particules de bas p_T,

• la capacité de détecter les muons et de mesurer leur impulsion de la plus basse luminosité à la plus haute luminosité et de quelques GeV à quelques TeV, ce, en mode autonome,

• une capacité de déclenchement et de mesures à faibles seuil en p_T à basse luminosité,

• une grande acceptance dans la couverture en pseudo-rapidité.

Tout ceci se traduit sur les différents sous-détecteurs par des résolutions minimales et les caractéristiques qui figurent dans le tableau suivant:

Sous-détecteur	Résolution minimale et caractéristiques	Couverture en $\|\eta\|$ pour les mesures	Couverture en $\|\eta\|$ pour le déclenchement
Détecteur interne	. $\frac{\Delta p_T}{p_T} = 30\%$ pour p_T =500 GeV . amélioration de l'identification des $e^\pm$. étiquettage des $\tau^\pm$ et des quarks b . détection des vertex secondaires	2.5	
Détecteur de pied de gerbe	. amélioration des séparations γ-π^0 et γ-j . mesure angulaire . étiquettage des b à l'aide d'$e^\pm$	2.4	
Calorimètre EM	$\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$	3.	2.5
Calorimètre hadronique	. tonneau et bouchons: $\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$. partie avant: $\frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$	3. 3< $\|\eta\|$ <5	3. 3< $\|\eta\|$ <5
Spectromètre à muons	. en mode autonome: $\frac{\Delta p_T}{p_T} = 10\%$ pour p_T =1 TeV	3.	2.2

Tableau 2.1: Caractéristiques des sous-détecteurs.

Les mesures d'impulsion des particules chargées dans l'INDET et dans le spectromètre à muons sont rendues possibles grâce aux deux aimants. Il s'agit respectivement du solénoïde supraconducteur qui englobe l'INDET et du toroïde supraconducteur à air qui entoure les calorimètres (cf figure 2.1). Ce choix permet de limiter les contraintes sur la calorimétrie tout en assurant que le spectromètre à muons ait une bonne résolution et une grande acceptance angulaire, même en régime autonome. Il faut noter que le toroïde et le solénoïde sont deux aimants assez complémentaires. En effet, pour le premier la résolution en impulsion augmente avec $|\eta|$ alors que c'est l'inverse pour le second. Le toroïde utilise la position longitudinale du faisceau dans la reconstruction des traces des particules chargées alors que le solénoïde utilise la position transversale du faisceau (généralement connue avec précision) à cette fin. Enfin, le solénoïde nécessite une culasse magnétique pour son retour de champ à l'inverse du toroïde qui contient ses lignes de champ.

2.2 Le détecteur interne

Les principales fonctions de l'INDET sont:

. la trajectrographie des particules chargées,

. la mesure de leur impulsion,

. la détection des vertex (primaire et secondaires),

. l'amélioration de l'identification des électrons.

2.2.1 Le cahier des charges de l'INDET

A la luminosité nominale du LHC, l'INDET devra:

• assurer une trajectographie pour les particules chargées avec un $|\eta|$ <2.5 et un $p_T \geq 7$ GeV,

• mesurer la charge électrique de ces particules,

• permettre d'atteindre un

$$\begin{cases} \frac{\Delta p_T}{p_T} < 30\% & \text{pour un muon de } p_T = 500 \text{ GeV à } |\eta| < 2 \text{ et} \\ \frac{\Delta p_T}{p_T} \leq 50\% & \text{pour un muon de } p_T = 500 \text{ GeV à } 2 < |\eta| < 2.5, \end{cases}$$

• permettre d'atteindre un $\frac{\Delta\theta}{\theta} < 2$ mrad,

• reconstruire les traces de $p_T > 1$ GeV dans un cône de $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ <0.25 autour d'un candidat de trace isolée de haut p_T avec une efficacité supérieure à 90 % et moins de 10 % de fausses traces. En particulier, il devra identifier avec cette efficacité des $e^{\pm}$ de $p_T > 0.5$ GeV proches d'un candidat $e^{\pm}$ de haut p_T dans le but de réduire les bruits de fond de conversion et de désintégration Dalitz.

• reconstruire les traces isolées de $p_T > 5$ GeV à $|\eta| < 2.5$ avec une efficacité supérieure à 95 % et moins de 1 % de fausses traces,
• identifier les $e^\pm$ de haut p_T (malgrè leur Bremsstrahlung) avec une efficacité supérieure à 90 % autant pour le déclenchement que pour la reconstruction. En effet, on aura:

$$\frac{N(e^\pm\ isolés)}{N(jet\ de\ p_T \approx 40\ GeV)} \approx 10^{-5}$$

et, avec un taux de réjection des jets de $R_{jet} \approx 10^3$ pour le ECAL, on attend donc un $R_{jet} > 10^2$ pour l'INDET.
• identifier les γ de $p_T \approx 60$ GeV avec une efficacité supérieure à 85 % en combinant les informations du ECAL et de l'INDET avec des taux de réjection $R_{e^\pm} > 500$ et $R_{(\pi^0\ isolés)} > 3$,
• étiquetter les jets de b à haute luminosité avec une efficacité de 30 % et un taux de réjection $R_{(jet\ de\ q \neq b)} > 10$ pour les jets de quarks de saveurs différentes du b,
• fournir un second niveau de déclenchement pour la sélection de traces isolées de $p_T > 20$ GeV avec une efficacité supérieure à 90 % et moins de 10 % de fausses traces dans un cône de $\Delta R = 0.25$ autour d'un amas EM de haute énergie transverse.

De plus, à basse luminosité, il devra:
• étiquetter les jets de b avec une efficacité supérieure à 30 % et un taux de réjection $R_{(jet\ de\ q \neq b)} > 50$,
• être capable de reconstruire les points désintégration des b et des τ,
• recontruire et identifier les $e^\pm$ de $p_T > 1$ GeV avec une efficacité supérieure à 70 %,...
Bien que ces dernières spécifications soient requises à basse luminosité, il faudra les satisfaire autant que possible à haute luminosité.

2.2.2 Description

L'INDET est plongé dans le champ magnétique uniforme de 2 Teslas fourni par le solénoïde, ce qui permet d'incurver les traces des particules chargées donc de mesurer leur impulsion et charge électrique. Il est contenu dans un cylindre de 6.8 m de long et de 1.15 m de rayon. En raison de la longueur finie du solénoïde, l'uniformité du champ magnétique se dégrade au voisinage de ses bords. Ceci entraîne une dégradation d'environ 20 % sur la résolution en impulsion pour un $1.9 \leq |\eta| < 2.5$.

Ce détecteur a été conçu en combinant des éléments de détection à haute résolution dans sa partie interne avec des éléments de trajectographie quasi-continue dans sa partie externe.

Ainsi, les détecteurs de la partie centrale ($|\eta| \leq 0.9$) ont une géométrie en tonneau, alors que les détecteurs externes sont en forme de roues. Ceci constitue le meilleur compromis pour minimiser la quantité de matière traversée par les particules. La figure 2.2 dévoile la structure de l'INDET; nous allons la détailler ci-après.

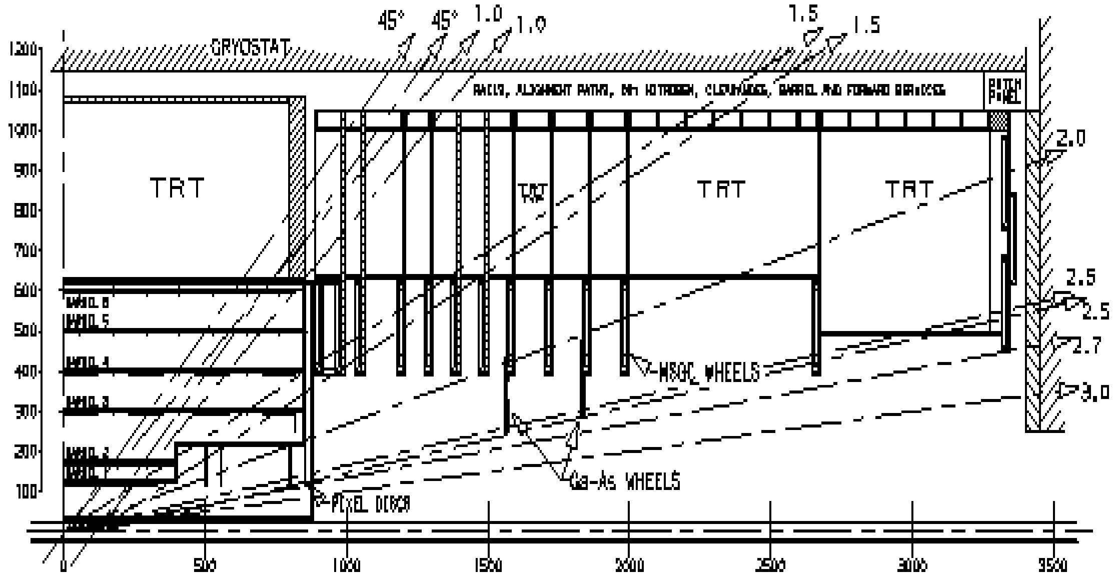


Figure 2.2: Coupe longitudinale du détecteur interne.

En partant du vertex et en allant vers l'extérieur, nous avons d'abord:

• le trajectographe à semi-conducteur (SCT) Il est constitué par:

. des détecteurs double-face à pixel de silicium durci qui sont très proches du faisceau, ils sont répartis en deux couches dans la partie centrale et en huit disques sur l'avant et fournissent deux points de trajectographie pour toutes les traces de $|\eta| \leq 2.5$,

. des détecteurs à bandes (qui ont une tenue aux radiations un peu moins bonne que celle des pixels) en silicium pour la partie avant et en arsénure de gallium pour la partie bouchon.

L'ensemble du SCT fournit au moins quatre points de trajectographie sur toute l'acceptance, une résolution angulaire meilleure que 2 mrad et une détection du vertex grâce à une couche spéciale amovible faite de pixel ou de bandes en silicium (les caractéristiques de cette couche figureront entre parenthèses dans le tableau 2.2 suivant).

Ensuite, il y a:

• le trajectographe à radiation de transition (TRT), il formé par des tubes à paillettes (de tout petits tubes à dérive qui servent de détecteurs de photons) entre lesquels on a inséré comme radiateur du polypropylène pour produire des rayons X au passage de particules ultra-relativistes. Ce dispositif fournit plus de 36 points de trajectographie (à part à l'interface entre les parties tonneau et bouchon). La détection de radiation de transition contribue à l'identification des $e^{\pm}$ de $p_T < 5$ GeV en utilisant l'information du ECAL, on parvient à un taux de réjection $R_{jet} \approx O(10^{5\sim6})$ pour des jets de $p_T >$ 20 GeV.

La résolution globale sur l'impulsion est obtenue à partir des mesures discrètes de position dans le SCT et grâce aux très nombreuses mesures de temps de dérive du TRT, moyennant une interpolation des trajectoires dans la carte de champ du solénoïde. Le tableau suivant résume les caractéristiques des différents éléments de l'INDET:

Elément	Position	Surface (m^2)	Résolution σ (μm)	Nombre de canaux de lecture ($\times 10^6$)	Couverture en $\|\eta\|$
Pixels	.(1 couche centrale) .2 couches centrales .4 roues sur l'avant et sur l'arrière	(0.2) 1.4 0.8	(Rϕ =14, z=87) Rϕ =14, z=87	(12) 140	(2.5) 2.5
Bandes de silicium	.(1 couche centrale) .4 couches centrales	(0.2) 41	(Rϕ =10, z=20) Rϕ =15, z=770	(0.03) 2.9	(2.1) 1.4
GaAs	.2 roues sur l'avant et sur l'arrière	3.3	Rϕ =10, z=1200	0.8	2.0 à 2.5
TRT	. paillettes centrales parallèles au faisceau . paillettes radiales		170 par paillette	0.1 0.32	2.5

Tableau 2.2: Caractéristiques des composantes du détecteur interne. Entre parenthèses figurent les caractéristiques de la couche amovible utilisée pour la détremination du vertex à basse luminosité

2.2.3 Performances établies

Des simulations détaillées [4] du détecteur interne d'ATLAS ont permis d'estimer ses performances. Dans ce paragraphe nous n'en ferons pas un compte-rendu exhaustif, nous nous contenterons de relever quelques performances en relation avec notre analyse.

La résolution en impulsion

Sur les figures 2.3 nous avons les résolutions de l'INDET sur l'impulsion, sur l'impulsion transverse et sur l'angle azimutal. Elles ont été obtenues avec des traces

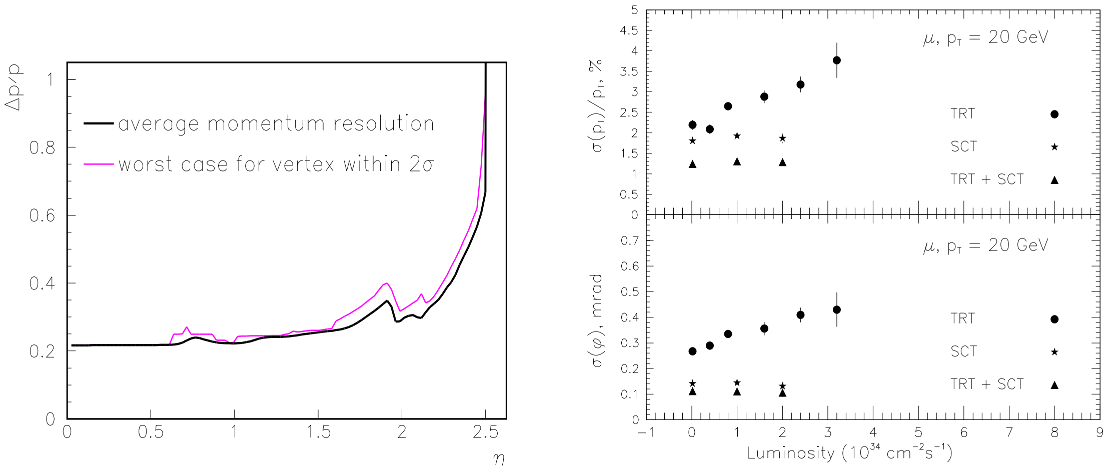


Figure 2.3: Résolutions de l'INDET en p (gauche), en p_T (droite, haut) et en ϕ (droite, bas).

de $p_T = 500$ GeV simulées dans le champ magnétique solénoïdal avec une description précise des éléments de l'INDET.

La première figure (à gauche) montre la résolution globale sur p, moyennée (trait plein) et dans le cas où la résolution sur la position longitudinale du vertex est prise à deux écart-standards, soit $\pm$ 11.2 cm (pointillés).

La deuxième (à droite) montre la résolution sur p_T en fonction de la luminosité: à grands p_T, $\frac{\sigma(p_T)}{p_T} \sim p_T$. En-dessous de 40 GeV, la diffusion coulombienne multiple devient importante induisant dans la résolution une dépendance en η d'environ 1 %.

Enfin, la troisième (en bas à droite) présente la résolution sur ϕ en fonction de la luminosité. Dans tout le reste de cette étude nous négligerons la dépendance azimutale de la réponse du détecteur.

La mesure de la charge électrique

Elle a été évaluée par la simulation détaillée d'un échantillon d'électrons de $p_T =$ 500 GeV. Les résultats actuels font état d'une capacité à mesurer le signe d'une charge à 99.7 % pour $|\eta| < 1.8$ et à 97 % pour $|\eta| \approx 2.2$. Pour des électrons plus "mous" ($20 < p_T < 100$ GeV), l'efficacité est de 99 % à $|\eta| \approx 2.2$.

La reconstruction des traces

C'est à partir des algorithmes de trajectographie basés sur des simulations détaillées du détecteur que l'on a pu évaluer l'efficacité de la reconstitution des traces dans l'INDET. En les appliquant à de gros échantillons de traces simulées par Monte Carlo, on a pu établir que l'INDET reconstruit:

- les traces d'électrons de $p_T > 20$ GeV avec un $R_{jet} \approx 40$ et une efficacité supérieure à 90 % à haute luminosité,
- les traces de $p_T > 2$ GeV avec une efficacité supérieure à 97 %.

Le Bremsstrahlung des électrons

L'INDET représente un certain nombre de longueurs de radiation à traverser pour les particules. En particulier, les électrons rayonnent de l'énergie par Bremsstrahlung au cours de cette traversée. Il en résulte une "queue" à haut p_T sur des histogrammes qui représentent le rapport des p_T générés aux p_T reconstruits.

Sans le Bremsstrahlung ces distributions seraient gaussiennes et, pour corriger l'effet dû à ce phénomène, on applique un algorithme à tous les candidats électrons. Il s'agit de contraindre l'interpolation de leur trajectoire en utilisant une mesure de leur point d'impact dans le ECAL (qui est pratiquement indépendant du Bremsstrahlung) et en admettant qu'ils émettent un photon chacun avant d'atteindre le ECAL. Après application de cette correction, l'impulsion d'une trace d'électron donnée par l'INDET correspond à l'énergie de l'amas EM vers lequel pointe cette trace dans le ECAL. Autrement dit, le rapport $E/p \approx 1$. En moyenne l'écart de cette quantité par rapport 1 est de 2 % comme le montre le tableau suivant:

Domaine en $\|\eta\|$	0 à 0.6	0.6 à 1.2	1.2 à 1.8	1.8 à 2.5
Evénements en dehors de $0.5 < E/p < 1.5$				
Avant correction				
$p_T = 20$ GeV	7.8%	7.8%	14.4%	19.2%
$p_T = 100$ GeV	9.9%	12.2%	18.5%	21.8%
Après correction				
$p_T = 20$ GeV	1.1%	0.7%	1.1%	3.2%
$p_T = 100$ GeV	2.0%	2.3%	3.6%	9.9%
Déviation du E/p moyen par rapport à 1				
$p_T = 20$ GeV	0.5%	0.3%	0.6%	1.6%
$p_T = 100$ GeV	1.7%	1.8%	1.7%	2.2%

Tableau 2.3: Efficacité de la correction de Bremsstrahlung pour des électrons de $p_T =$ 20 et 100 GeV.

2.3 Les calorimètres

2.3.1 Introduction

Le système calorimétrique d'ATLAS (cf la figure ci-dessous) peut être divisé du point de vue fonctionnel en une partie électromagnétique (EM) et en une partie hadronique.

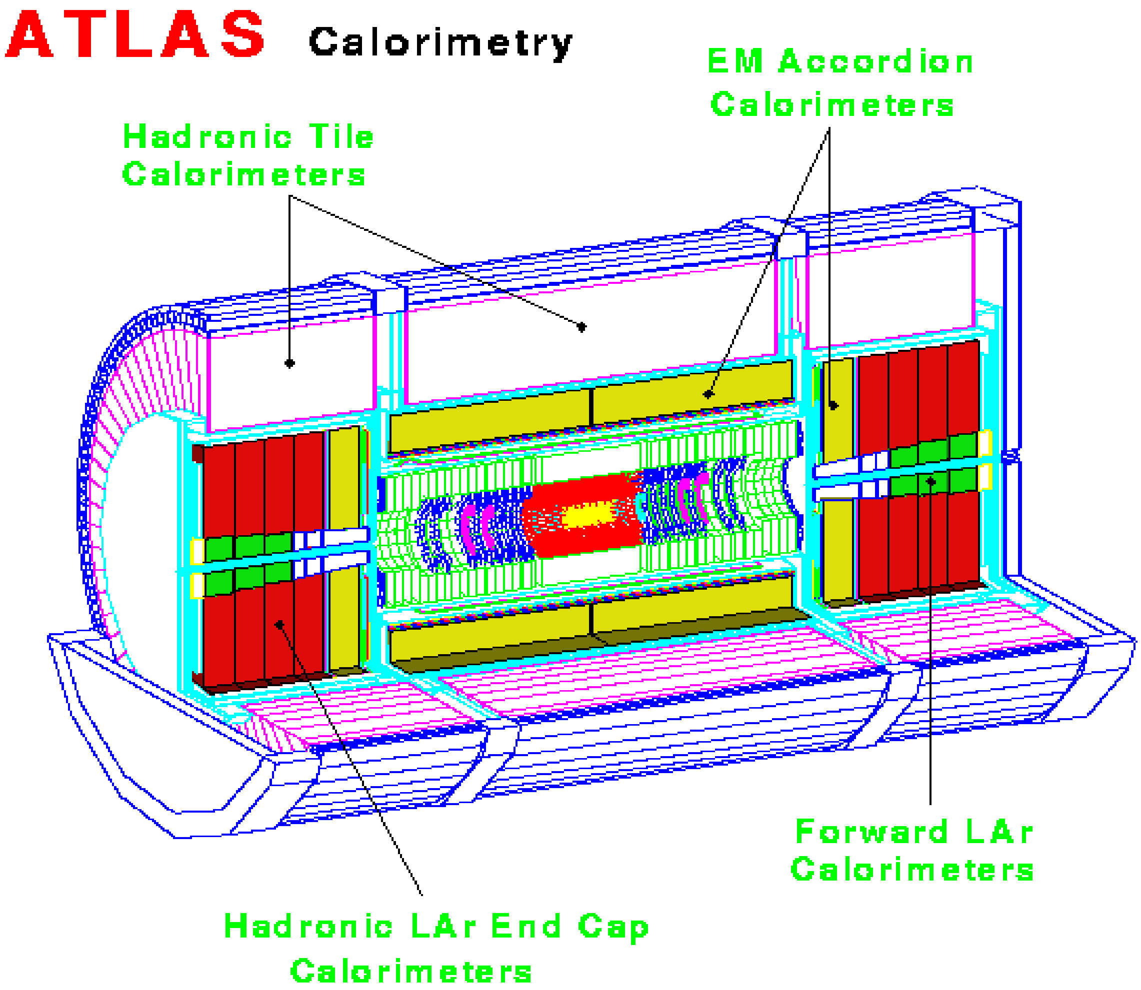


Figure 2.4: Coupe longitudinale des calorimètres d'Atlas.

Du point de vue géométrique, il comporte une partie centrale composée du tonneau, des bouchons et d'un calorimètre avant qui augmente l'hermiticité. Le calorimètre EM (ECAL) est un calorimètre à argon liquide comprenant un détecteur de pied de gerbe (PS), il est précédé par un pré-échantillonneur et suivi par un calorimètre hadronique à tuiles scintillantes (TICAL). Les principales caractéristiques du système calorimétrique d'ATLAS sont résumées dans le tableau suivant:

Calorimètre électromagnétique		
	Tonneau	Bouchons
Couverture en $\|\eta\|$	1.4	1.4–3.2
Nombre de couches en profondeur: . pré-échantillonneur . calorimètre	 1 3	 - 3
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$: . pré-échantillonneur . calorimètre	 0.025×0.1 $(\|\eta\| < 0.8)$ 0.003×0.1 $(\|\eta\| > 0.8)$ 0.003×0.100 0.025×0.025 0.025×0.050	 - - 0.003×0.100 $(\|\eta\| < 2.4)$ 0.025×0.025 $(\|\eta\| < 2.4)$ 0.025×0.050 $(\|\eta\| < 2.4)$ 0.050×0.050 $(\|\eta\| > 2.4)$
Canaux de lecture: . pré-échantillonneur . calorimètre	 32 000 100 000	 - 41 000 de chaque côté
Bouchons hadroniques		
Couverture en $\|\eta\|$	-	1.5–3.2
Nombre de couches en profondeur	-	4
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	-	0.1×0.1 $(\|\eta\| < 2.4)$ 0.2×0.2 $(\|\eta\| > 2.4)$
Canaux de lecture	-	4300 de chaque côté
Calorimètre avant		
Couverture en $\|\eta\|$	-	3.1–4.9
Nombre de couches en profondeur	-	3
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	-	$\sim 0.15 \times 0.15$
Canaux de lecture	-	750 de chaque côté
Calorimètre hadronique		
	Tonneau	Tonneaux étendus
Couverture en $\|\eta\|$	1.0	1.0–1.6
Nombre de couches en profondeur	3	3
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1×0.1 0.2×0.1 (dernière couche)	0.1×0.1 0.2×0.1 (dernière couche)
Canaux de lecture	6000	2000 de chaque côté

Tableau 2.4: Les caractéristiques des calorimètres d'Atlas.

2.3.2 Le calorimètre électromagnétique

Le ECAL (cf Fig. 2.4 et 2.5) doit:

• être résistant aux radiations. Ceci est assuré par l'utilisation de l'argon liquide comme milieu actif;

• reconstruire et identifier les $e^{\pm}$ d'énergie transverse 2 GeV $\leq E_T \leq$ 5 TeV. Les bornes inférieure et supérieure sont fixées respectivement par les processus: $b \rightarrow$e + X et $Z' \rightarrow e^+e^-$ ou $W' \rightarrow e\nu$ avec $m_{Z',W'} \leq$ 5 TeV.

• avoir de bonnes segmentations longitudinale et transversale pour déterminer la forme des gerbes et ainsi permettre la réjection des jets qui sont les principaux bruits de fond pour les $e^{\pm}$ et les γ. Il faut qu'il couvre jusqu'à $|\eta|$ <2.4 avec une segmentation complète et entre 2.4 $< |\eta| <$ 3.2 avec une segmentation plus grossière. Ainsi la granularité du ECAL combinée avec l'information du TICAL offre un taux de réjection des jets de $R_{jet} \approx 2000$ auquel il faut adjoindre un taux de réjection des π^0 $R_{\pi^0} \approx 3$. Il faut noter que l'optimisation de la granularité résulte d'un compromis entre l'exigence d'avoir une résolution suffisante sur la position et celle de ne pas avoir trop de pile-up" dans les cellules du ECAL.

• avoir la résolution requise dans le tableau 2.1, sachant que tout "fuite" de gerbe EM hors du ECAL entraîne une augmentation du terme constant, d'où la nécessité d'avoir une longueur de radiation de 26.5 X_0 dans le tonneau et de 28 X_0 dans les bouchons.

Le ECAL est formé par deux demi-tonneaux, il est limité radialement entre 1500 $< R <$ 1980 m et longitudinalement à $|z| <$ 3.15 m. Chaque demi-tonneau est divisé suivant ϕ en 32 super-modules eux mêmes subdivisés en 4 modules. Chaque module comporte 16 plaques d'absorbeur en plomb et 16 anodes en kapton, lesquelles receuillent la charge électrique et servent de condensateur pour appliquer la haute-tension. Pour éviter les angles morts en ϕ les plaques d'absorbeur et les électrodes ont une structure en accordéon (figure 2.5). Les absorbeurs et les électrodes sont régulièrement espacés et beignent dans de l'azote liquide.

Dans la partie tonneau, le ECAL est précédé par un pré-échantillonneur pour maintenir la résolution en énergie et en direction suite au passage des particules dans le solénoïde et dans le cryostat central. Il comporte trois couches en profondeur. La première couche, finement segmentée en η et en ϕ, sert de détecteur de pied de gerbe, utilisé pour discriminer les π^0 et les jets des γ.

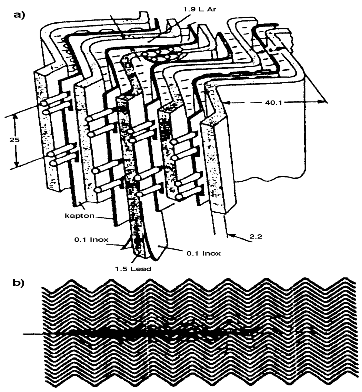


Figure 2.5: Structure en accordéon du ECAL [3] .

Les bouchons EM couvrent une pseudo-rapidité comprise entre $1.4 < |\eta| < 3.2$, un rayon compris entre $0.296 < R < 2.03$ m et sont situés au-delà de z=3.623 m. Ils utilisent la même technologie que dans la partie tonneau mais avec une géométrie différente: ils sont divisés en 8 modules dans lesquels les accordéons sont radiaux. Les bouchons forment ainsi un éventail ("Spanish fan") formés par deux roues coaxiales qui assurent une couverture complète et symétrique en ϕ. Ils partagent un cryostat commun aux bouchons hadroniques et au calorimètre avant. Comme dans le tonneau, un PS est intégré pour fournir une bonne résolution spatiale. Par contre, les bouchons ne disposent pas de pré-échantillonneur puisqu'ils ne sont pas précédés par le solénoïde.

Les tests en faisceaux de modules prototypes du ECAL ont montré que pour le tonneau aussi bien que pour les bouchons les performances requise du ECAL sont atteints. Par exemple, la résolution en énergie dans le tonneau peut être paramétrisée par:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

où E est en GeV avec un terme d'échantillonnage $a \approx 10\%$, un terme de bruit $b < 400$ MeV et un terme constant local inférieur à 0.4 %.

2.3.3 Le calorimètre hadronique

Les fonctions du calorimètre hadronique sont:

• l'identification et la mesure de l'énergie des jets, la mesure de leur direction,

• la mesure de l'énergie transverse manquante,

• une amélioration de l'identification des particules par la mesure des fuites du ECAL et de l'isolation leptonique,

• en particulier, une amélioration de la détection des muons de $2 < p_T < 5$ GeV.

Les propriétés suivantes permettent de remplir les fonctions citées ci-dessus. Le calorimètre hadronique doit avoir:

• une bonne résolution en énergie: $\frac{\sigma}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ qui permet par exemple une mesure précise de la masse du top,

• une bonne linéarité: pour avoir un petit terme constant, ce qui est important dans la recherche de la compositivité des quarks ou du processus $Z' \rightarrow q\bar{q}$,

• une bonne segmentation: nécessaire pour distinguer deux jets issus de la désintégration d'un W, comme c'est le cas dans le processus $H \rightarrow WW \rightarrow 2j + X$ par exemple,

• une grande acceptance angulaire avec des zones mortes aussi réduites que possible: ce qui est important pour la mesure de l'E_T^{miss}.

Ce calorimètre est divisé en cinq parties (cf Fig. 2.4 et 2.6): un tonneau central, deux tonneaux étendus et deux bouchons à argon liquide. Les tonneaux, compris entre 2.28< R <4.23 m, sont subdivisés en 64 modules indépendants suivant ϕ. Ces modules ont une longueur de 5.64 m dans la partie centrale et de 2.65 m dans chaque tonneau étendu. Leur milieu actif est composé de plaques de scintillateurs plastiques en polystyrène dopé (tuiles) qui sont insérées dans une matrice constituée par un empilement de plaques d'absorbeur en fer. Les tuiles sont perpendiculaires à l'axe du faisceau, ce qui a pour avantages de faciliter la construction des modules et le routage des fibres (à décalage de longueur d'onde) qui lisent chaque tuile de part et d'autre dans la direction radiale. Le calorimètre hadronique à tuiles (TICAL) représente 9.5 λ_I à η =0, en incluant le ECAL, à cela il faut ajouter les 1.5 λ_I de matériau passif que constituent les poutres de fer placées au sommet de chaque module. Les poutres servent au support et à la cohésion mécanique du TICAL, ainsi que de culasse pour le retour de champ du solénoïde.

Le TICAL est divisé en 3 couches et sa granularité est obtenue par le regroupement radial des fibres en paires de torons qui sont lus par des photomultiplicateurs (PMTs) logés, avec leur électronique frontale, dans les poutres. Chaque cellule est lue par deux PMTs.

Des tests en faisceaux [5] sur des pré-prototypes de modules hadroniques ont montré que les performances requises pour le TICAL étaient atteintes. La résolution en énergie pour des pions de 20 à 300 GeV était de

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{45\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.3\%,$$

la réponse des modules était uniforme a mieux que 1%,... D'autres tests [6], dans lesquels ces modules étaient précédés par des modules EM enfermés dans leur cryostat, donnent les résultats suivants: la résolution en énergie pour des pions (dans la même gamme d'énergie que les tests en mode autonome) était de

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{49.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.1\% \oplus \frac{3.1}{E},$$

la linéarité meilleure que 2 %, le rapport de l'énergie EM à l'énergie hadronique 1.05 $< \frac{e}{\pi} <$ 1.25,...

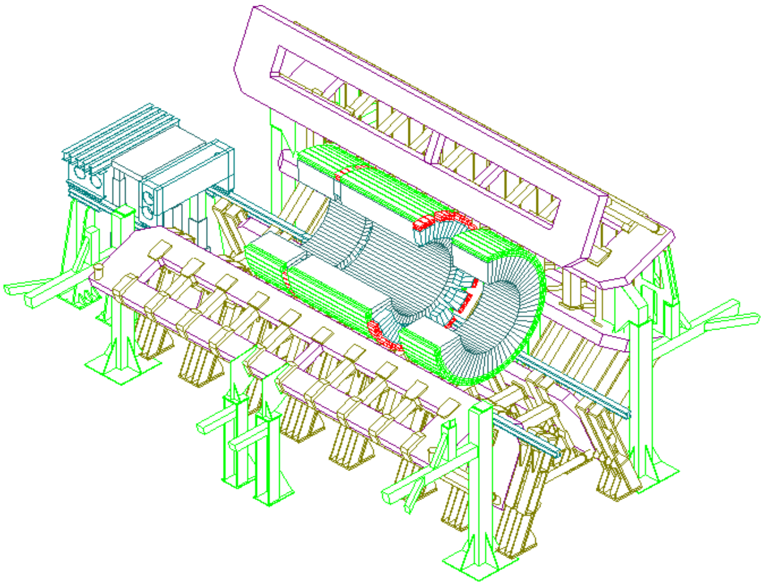


Figure 2.6: Vue éclatée du tonneau central et des tonneaux étendus hadroniques.

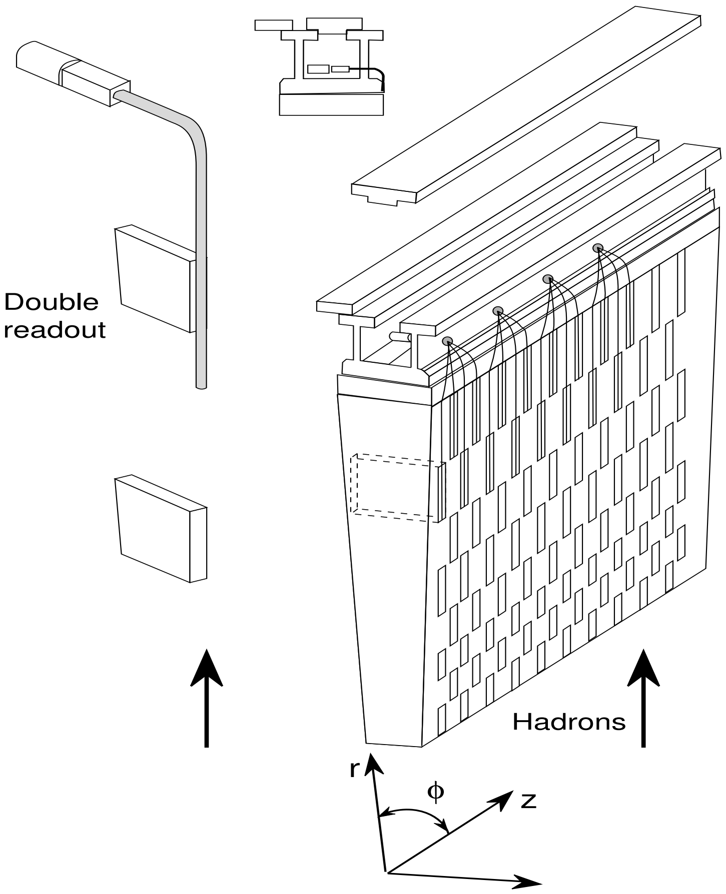


Figure 2.7: Vue d'un secteur du TICAL.

2.3.4 Le calorimètre avant.

La fonction essentielle de ce sous-détecteur (cf Fig. 2.1 et 2.4) est de compléter la calorimétrie d'ATLAS sur le domaine angulaire 3.1< $|\eta|$ <4.9 avec une résolution en énergie de:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%.$$

La technologie utilisée est celle de l'argon liquide pour des raisons de vitesse de réponse et de tenue aux radiations; en conséquence le calorimètre avant est intégré dans le cryostat des bouchons. Ce calorimètre est formé de trois couches longitudinales. La première sert de calorimètre EM avant, elle utitlise du cuivre comme absorbeur; les deux suivantes servent de calorimètre hadronique avant et ont du tungstène pour absorbeur.

Les résultats des tests en faisceaux font état d'une linéarité meilleure que 3% et d'une résolution en énergie de

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$$

pour des électrons de 2 à 200 GeV. Enfin, les simulations détaillées prévoient une résolution de

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$$

sur l'énergie des jets.

2.4 Le spectromètre à muons

2.4.1 Les performances requises

On demande au spectromètre à muons d'ATLAS d'avoir:

- une bonne résolution sur p pour 10 GeV $< p <$ 3 TeV,
- une bonne résolution sur p_T pour 5 GeV $< p_T <$ 1 TeV,
- une large couverture angulaire ($|\eta| \leq 3$),
- la capacité de fonctionner en mode autonome (sans l'INDET),
- une bonne trajectographie pour les muons (même en présence de pile-up),
- un niveau 1 de déclenchement.

2.4.2 Description de l'appareillage

La courbure de la trajectoire des muons qui permet la mesure de leur impulsion par le spectromètre est due au champ magnétique fournit par le toroïde supraconducteur à air (figure 2.8). Ce dernier a un coût moindre par rapport au toroïde à culasse en fer qui était encore envisagé dans la Lettre d'Intention [2]. De plus, il présente moins de matiére à traverser donc moins de diffusion multiple et une meilleure résolution sur p. Par contre, il absorbe moins de particules que le toroïde à fer donc laisse passer plus de bruit de fond vers les chambres à muons.

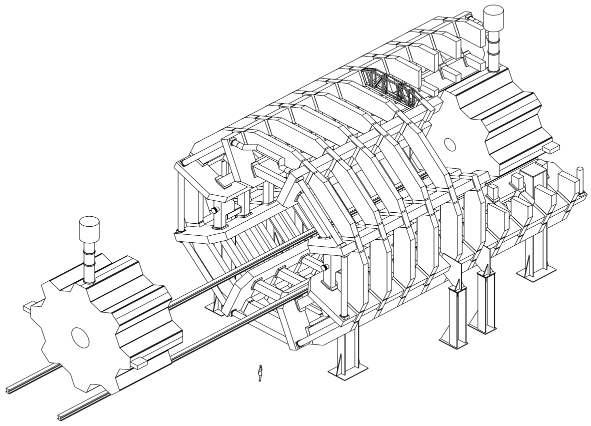


Figure 2.8: Le toroïde supraconducteur à air d'ATLAS.

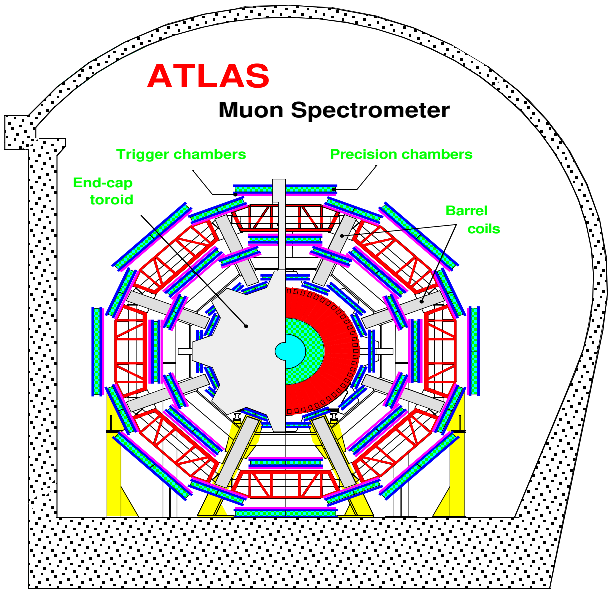


Figure 2.9: Le spectromètre à muons.

Comme le montre la figure 2.9, les trois couches de chambres à muons, dont les épaisseurs varient entre 30 et 60 cm, sont fixées sur le toroïde. Une couverture azimutale complète est réalisée par chevauchement des chambres.

Dans le tonneau ($|\eta|$ <1.1), les chambres sont parallèles à l'axe du faisceau. Il y a une couche à l'entrée du volume magnétique du toroïde (R$\approx$ 4.5 m), une autre à sa sortie (R= 10 m) et une troisième intermédiaire (R= 7 m)qui mesure la flèche de la trajectoire. La lecture se fait dans des tours projectives en η et en ϕ.

Dans les bouchons (1.1< $|\eta|$ <3), les chambres sont perpendiculaires à l'axe du faisceau. Elles sont placées de part et d'autre du cryostat et du bouchon toroïdal; la dernière couche étant fixée près des murs de la caverne pour maximiser le bras de levier lors de la dernière localisation du muon. Ce dispositif est complété par un système indépendant de chambres de déclenchement (Trigger chambers sur la figure 2.9) que nous ne décrirons pas ici. La détection des muons est assurée par des chambres à dérive dont les fils s'étendent suivant ϕ avec une longueur maximale de 5.7 m alors que suivant η les chambres sont segmentées en parties d'au plus 2.6 m.

Pour les mesures, deux types de chambres sont utilisés:

. les tubes à dérive controlés (MDT) qui sont constitués de tubes à dérive en aluminium remplis de gaz ininflammables sous une pression de 3 à 4 bars. Elles ont une résolution en position de l'ordre de $\sigma \approx 60$ μm;

. les chambres à bandes cathodiques (CSC). Ce sont des chambres multifils proportionnelles rapides de haute précision ($\sigma \approx 50$ μm) qui sont résistantes aux radiations. Comme le montre la figure 2.10, chaque MDT est faite de 2 supercouches montées sur un support mécanique. Chaque supercouche est formée par 3 ou 4 plans de détection.

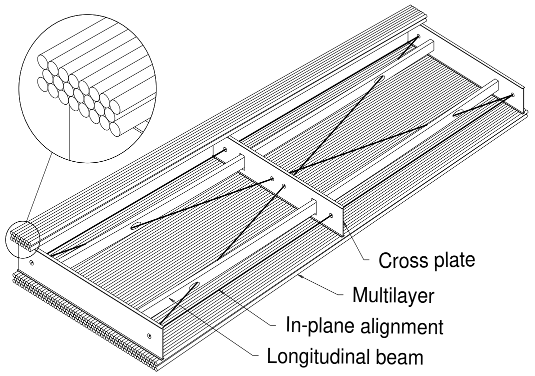


Figure 2.10: La structure des chambres à dérive MDT.

2.4.3 La résolution du spectromètre

Les performances du spectromètre dépendent de:

• la quantité de matière traversée par les muons, donc de la diffusion coulombienne multiple qu'ils y subissent ainsi que les fluctuations de leurs pertes d'énergie dans les calorimètres,

• la circulation $\int$ Bdl du champ magnétique le long de leur trajectoire,

• l'alignement des chambres à muons et

• de leur résolution sur la position.

Etant donné que le toroïde fournit une circulation du champ magnétique comprise entre $2.3 \leq \int$ Bdl ≤ 3.4 Tm en fonction de ϕ, la résolution sur l'impulsion dépend légèrement de ϕ. Des simulations détaillées réalisées avec une carte du champ magnétique toroïdal à trois dimensions et prenant en compte tous les effets instrumentaux connus donnent les résultats suivants:

• l'acceptance pour le déclenchement sur des muons isolés de haut p_T est de 92 %,

• l'efficacité de reconstruction est supérieure à 95 % pour des traces de $|\eta| < 2.8$.

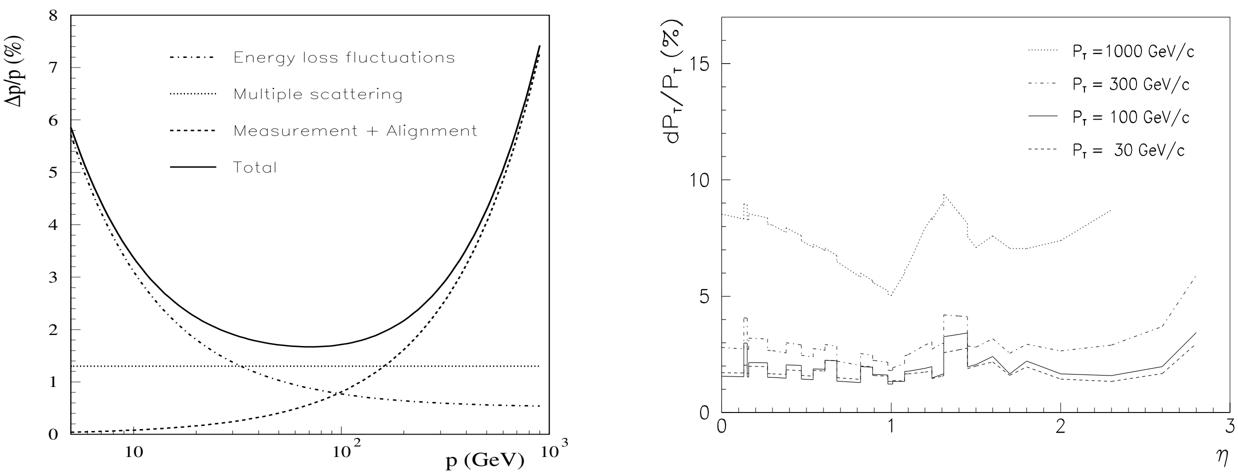


Figure 2.11: Résolutions du spectromètre à muons sur p (gauche), sur p_T (droite).

La figure 2.11 montre que la résolution sur p est dominée par les fluctuations sur les pertes d'énergie pour $p_T \leq 25$ GeV et par la diffusion multiple pour $25 < p_T \leq 200$ GeV. Elle montre aussi la dépendance en pseudo-rapidité de la résolution en p_T.

2.5 L'environnement radioactif.

Les collisionneurs hadroniques produisent de la radioactivité en raison de compositivité des particules qu'ils font entrer en collision. Etant donné l'énergie et la luminosité du LHC, la radioactivité qui règnera dans les détecteurs est un paramètre important pour leur conception et leur optimisation.

Les sources de la radioactivité dans les détecteurs sont:

• les particules produites au vertex, c'est la source dominante,

• les éventuelles pertes locales de faisceau, dont la contribution devrait être inférieure à 10^7 proton/s à chaque tour,

• les interactions avec les corpuscules (atomes ou molécules) résiduels dans le tube à vide du faisceau.

Les problèmes posés par ces particules sont de trois types:

• la dégradation directe du détecteur (surtout sur l'avant) due au flux de hadrons énergétiques mais aussi au flux de neutrons thermiques et aux photons et électrons qui y sont associés (cf figure 2.12),

• l'activation de certaines parties du détecteur qui est due aux spallations provoquées par des hadrons énergétiques et à la capture neutronique,

• les bruits de fond induits par les radiations essentiellement dans l'INDET et dans les chambres à muons.

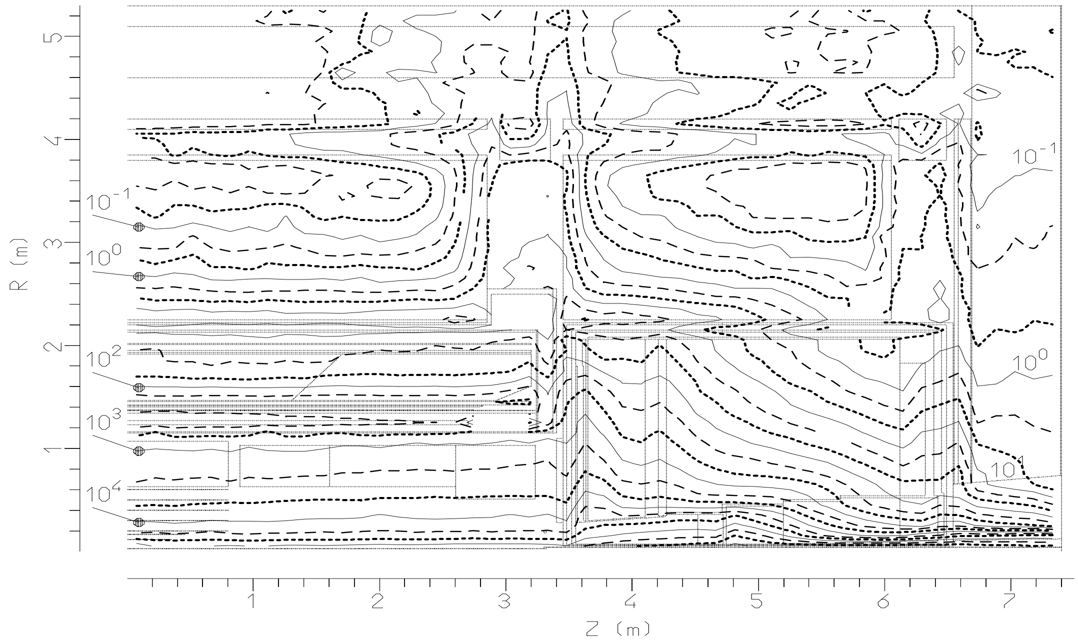


Figure 2.12: La dose radioactive absorbée par le détecteur en Gy/an à haute luminosité.

Dans ces conditions il est nécessaire de blinder aussi hermétiquement que possible le vertex. D'une part, les calorimètres ($|\eta| \leq 4.9$) absorbent la majeure partie des radiations et d'autre part, l'avant du détecteur ($|\eta| > 4.9$) sera recouvert par un matériau inerte constitué par du polyéthylène et par des métaux tels que le cuivre, le plomb et le fer.

2.6 Le déclenchement et l'acquisition des données.

Ces deux points constituent des défis majeurs dans le projet LHC, tant du point de vue de leur conception que de leur réalisation technique. Pour le détecteur ATLAS, un système de déclenchement à trois niveaux et une acquisition des données en "pipeline" a été adoptée. Le système de déclenchement (figure 2.13) a pour fonction de minimiser la quantité de données à stocker tout en gardant le maximum d'événements qui présentent un intérêt physique; voici les fonction assignées à chacun de ses niveaux:

• Le niveau 1 (LVL1) est chargé d'identifier le croisement de paquets particulier de chaque événements sélectionnés en introduisant le temps mort le plus court possible. Il recueille des informations en provenance des calorimètres et du spectromètre à muons mais réunies avec une granularité grossière. Ces informations concernent des muons, des électrons, des photons, des jets ou de l'énergie manquante avec des seuils spécifiques à chacune des grandeurs correspondantes. Avant ce premier niveau de sélection, la fréquence de croisement des paquets est de 40 MHz. Pendant le temps de traitement du LVL1, d'environ 2 μs, l'ensemble des données receuillies doit être stocké dans les "pipelines". Après le traitement, la fréquence des données est réduite à 100 kHz. A basse luminosité ce taux de déclenchement est plus faible et il est donc possible de diminuer les différents seuils de sélection. Voici quelques exemples de critères de sélection imposés au LVL1:

Processus physique	1^{er} niveau de déclenchement
$H^0 \to \gamma\gamma$ ($80 < m_H < 130$ GeV)	2 γ de $p_T > 20$ GeV
$H^0 \to 4\ell$ ($120 < m_H < 800$ GeV)	$e^{\pm}e^{\mp}$, $\mu^{\pm}\mu^{\mp}$ ou eμ de $p_T > 20$ GeV chacun
$H^0 \to 2\ell + 2\nu$ (higgs très lourd)	$e^{\pm}e^{\mp}$, $\mu^{\pm}\mu^{\mp}$ ou eμ de $p_T > 20$ GeV pour chaque lepton
t $\to$ 3 j + l	e ou μ de $p_T > 40$ GeV
t $\to$ 2 l	$e^{\pm}e^{\mp}$, $\mu^{\pm}\mu^{\mp}$ ou eμ de $p_T > 20$ GeV pour chaque lepton
paires W–Z	$e^{\pm}e^{\mp}$, $\mu^{\pm}\mu^{\mp}$ ou eμ de $p_T > 20$ GeV pour chaque lepton
processus SUSY en jets + E_T^{miss}	plus de 3 j de $p_T > 200$ GeV + $E_T^{miss} > 200$ GeV
processus SUSY en leptons	$e^{\pm}e^{\mp}$, $\mu^{\pm}\mu^{\mp}$ ou eμ de $p_T > 20$ GeV pour chaque lepton
Z$'$, W$'$ $\to$ leptons	$e^{\pm}$ ou $\mu^{\pm}$ de $p_T > 40$ GeV
Z$'$, W$'$ $\to$ jets	2 j de $p_T > 200$ GeV

Tableau 2.5: Exemples de critères de sélection du LVL1.

• Le niveau 2 (LVL2) reçoit des informations des calorimètres, du spectromètre à muons, PS et de l'INDET avec leur granularité nominale mais n'est appliqué que sur les zones d'intérêts définies par le LVL1. Il sert à l'identification des électrons et des photons ainsi qu'à la réjection des jets simulant des électrons, son temps de latence est de $\approx$ 10 ms et il réduit la fréquence des données de 100 kHz à 1 kHz.

• Le niveau 3 (LVL3) reçoit des informations de l'ensemble du détecteur, il dispose d'un temps de décision de $\approx$ 1 s et réduit la fréquence des données de 1 kHz à 100 Hz. C'est à ce niveau que s'effectue la sélection finale et la reconstruction complète des événements qui seront stockés pour l'analyse "off-line" avec un débit compris entre 10 et 100 MB/s.

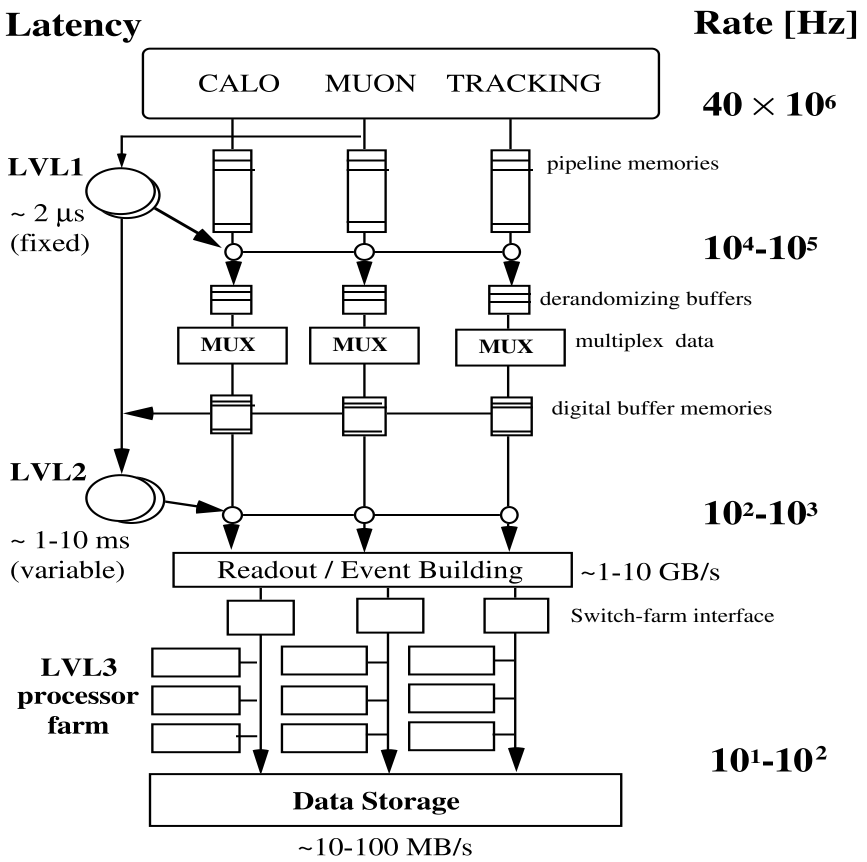


Figure 2.13: L'architecture du système de déclenchement d'ATLAS.

Références

[1] ATLAS Collaboration, "Atlas Technical Proposal", CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2 (1994)

[2] ATLAS Collaboration, "Atlas Letter of Intent", CERN/LHCC/92-4, LHCC/I2 (1992)

[3] C. Fabjan, "Detectors and techniques for LHC experimentation" CERN-PPE-93-124 (1993)

[4] ATLAS Collaboration, CERN/LHCC/94-22 (1994),
A. Poppleton, Atlas Internal Note
INDET-No-77 (1994),
A. Clark et al., Atlas Internal Note
INDET-No-15 (1992),
D. Froidevaux, M. Nessi et P. Nevski
INDET-No-17 (1992)

[5] F. Ariztizabal et al., NIM A349 (1994) 384

[6] M. Cobal et al., Atlas Internal Note TILECAL-No-67 (1995).

Chapitre 3

Production et lecture de la lumière dans le calorimètre hadronique

3.1 Le systéme de lecture du TICAL

Dans cette partie nous ne nous intéresserons exclusivement qu'au tonneau et aux tonneaux étendus du calorimètre hadronique d'ATLAS qui constituent le TICAL.

3.1.1 Généralités

Quand des hadrons pénètrent le TICAL, ils y développent rapidement des gerbes hadroniques grâce à la haute densité de l'absorbeur (fer). Toute particule d'une gerbe traversant une tuile y produit de la lumière par scintillation. Cette lumière se propage dans la tuile et est transmise aux photomultiplicateurs (PMTs) par deux fibres attenantes aux tranches de la tuile.

Ces fibres sont simplement maintenues au contact (l'écart est de 1 mm) de la tranche des tuiles par une petite pièce de plastique qui sert de diffuseur (cf Fig. 3.2). Les fibres correspondant à une même cellule sont regroupées en deux torons qui acheminent la lumière de part et d'autre d'un module vers deux PMTs qui sont logés dans des tiroirs coulissant à l'intérieur des poutres (cf Fig. 2.7). Des guides de lumière sont positionnés dans les tiroirs, en face des torons de fibres à une distance de 1 mm, ils recueillent la lumière et l'uniformisent avant qu'elle ne parvienne aux PMTs (cf Fig. 3.1).

Voici brièvement décrit le principe de la production et de la lecture de la lumière dans le TICAL. Nous allons à présent détailler chaque étape de ces processus en décrivant les caractéristiques des composants optiques intervenant dans la chaîne de lecture du TICAL.

3.1.2 Production de la lumière et composants optiques

Les tuiles sont des plaques de scintillateur trapézoïdaux, épais de 3 mm et de dimensions croissantes en fonction du rayon. Elles sont constituées de polystyrène dans lequel on a ajouté des dopants scintillants. Les tuiles sont produites par moulage, ce procédé ayant pour avantages une bonne qualité des tuiles sans polissage, l'obtention immédiate de leur forme définitive sans usinage (avec deux trous par tuile) et la rapidité de fabrication (environ 2 minutes par tuile). Tous ces avantages contribuent à réduire leur coût de production. Sachant qu'il faudra un peu moins de 5×10^5 tuiles pour équiper le TICAL, l'argument du prix n'est pas négligeable.

Les critères qui ont présidé au choix de ces scintillateurs sont: le rendement lumineux, l'uniformité de la réponse, les fluctuations de la réponse tuile à tuile, la faisabilité et la fiabilité de fabrication ainsi que son coût.

La double lecture des tuiles augmente la quantité de lumière recueillie ainsi que l'uniformité de la réponse des tuiles (cf Fig. 3.1). Les mesures effectuées lors des tests en faisceaux montrent que l'uniformité des tuiles est de 5 à 6% sur leur surface et de 2 à 3% sur leur épaisseur et que leur longueur d'atténuation est d'environ 50 cm.

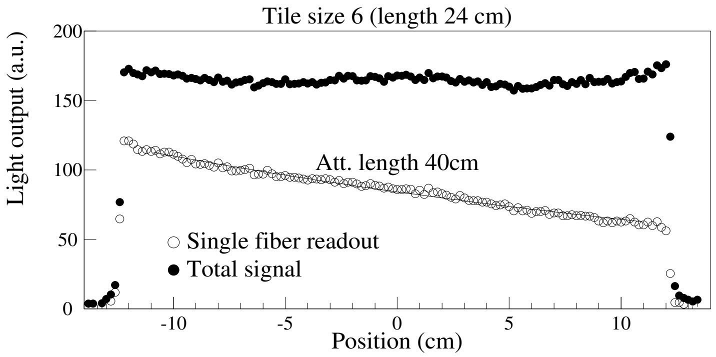


Figure 3.1: Amélioration de l'uniformité des tuiles grâce à la double lecture.

La tenue aux radiations et le vieillissement de ces scintillateurs dépend de leur composition. Compte tenu de la dose de radiations (40 kRad) que les tuiles absorberont au cours de 10 ans de prise de données au LHC à la luminosité nominale, il faut que la dégradation de leur longueur d'atténuation soit inférieure à 10%. Ceci semble tout à fait possible puisque le même type de scintillateurs est utilisé par CDF et que cette collaboration ne rapporte qu'une dégradation de 1% par an. De toute façon, il est possible de suivre et de corriger un tel effet grâce au système de calibration par une source radioactive (cf 3.1.3).

Les fibres utilisées sont des fibres à décalage de longueur d'onde (WLS, pour Wave-Lenght Shifter) d'un diamètre de 1 mm. Les tuiles scintillent dans le bleu, les fibres absorbent ces longueurs d'onde et ré-émettent dans le vert avec une longueur d'atténuation de 4 mètres. Elles ont un temps de décroissance de 10 ns. Elles ont une réponse minimale aux particules ionisantes grâce à l'adjonction d'un dopant qui absorbe l'UV. A une extrémité, du côté pointant vers le faisceau, les fibres sont aluminisées avec un coefficient de réflection de 85% ce qui permet d'augmenter le rendement lumineux global. A l'autre extrémité, elles sont regroupées en torons qui sont fixés aux poutres et usinés.

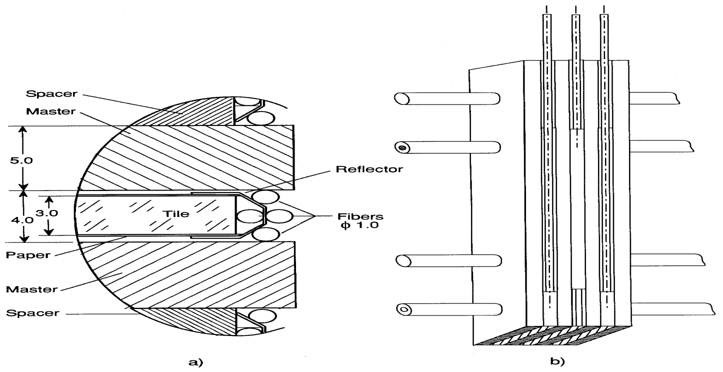


Figure 3.2: Le couplage tuile-fibre.

Pour optimiser le rendement lumineux ainsi que l'uniformité, un soin particulier a été apporté au couplage tuile-fibre (cf Fig. 3.2). Les tuiles sont recouvertes de Tyvek (un matériau en plastique blanc qui augmente le rendement lumineux) et, près de leurs bords, d'un ruban de Teldar (un matériau en plastique noir qui permet de maintenir une bonne uniformité). L'objectif pour le rendement lumineux était d'obtenir 1 p.e./mip/tuile, transmission par la fibre comprise (p.e.: photo-électron, mip: "minimum ionizing particle" ou particule au minimum d'ionisation) pour assurer une bonne résolution en énergie au TICAL et pour pouvoir y détecter un muon isolé qui ne déposerait que 350 MeV. Cet objectif a été atteint dans les tests en faisceau puisqu'actuellement le rendement lumineux est de 50 p.e./GeV/cellule.

Pour assurer la lecture de la lumière transmise par les fibres on utilise des PMTs qui sont solidaires d'un certain nombre d'éléments et qui forment avec eux ce qu'on appelle des blocs PMTs. Chaque bloc PMT est constitué d'un guide de lumière, d'un PMT et de son électronique associée; le tout étant entouré de deux cylindres servant de blindage magnétique. Nous ne décrirons ici que le rôle des guides de lumière, une description plus détaillée des blocs PMT faisant l'objet du paragraphe suivant.

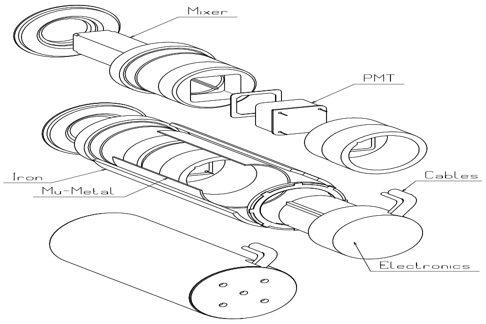


Figure 3.3: Un bloc PMT avec le blindage magnétique, un guide de lumière, le PMT et son électronique associée.

Connaissant le diamètre d'un toron en fonction du nombre fibres qu'il contient et le nombre maximum de fibres pour lire la plus grande cellule d'un module, on peut montrer que le diamètre maximum d'un toron est de 14 mm. Des simulations effectuées au FERMILAB [1] ont montré que les guides de lumière à fenêtres carrées sont optimaux pour l'uniformité et l'acceptance. Des simulations similaires et des mesures ont été faites à Clermont-Fd [2] qui montrent que l'acceptance du guide ne dépend pas de la position de la fibre qui l'éclaire s'ils sont distants d'au plus 1 mm (pour des fibres de 1 mm de diamètre). De plus, pour avoir la plus grande accceptance, il convient d'utiliser des PMTs carrés derrière les guides carrés, également distants de 1 mm du guide de lumière. Aussi pour les tests en faisceau des guides parallélipipédiques de dimensions $9 \times 9 \times 14$ mm^3 ont été utilisés. Il est évidement nécessaire que la face d'entrée du guide puisse contenir le plus large des torons, car pour minimiser le coût des guides, ils seront construits en série avec des dimensions uniques.

3.1.3 Environnement mécanique et magnétique

Le fait que les PMTs soient logés dans les tiroirs, à l'intérieur des poutres, leurs impose des contraintes mécaniques, essentiellement une limitation de leur encombrement, mais aussi des contraintes magnétiques qui sont dues aux champs magnétiques rémanents qui règnent dans cette partie du TICAL.

Les poutres, dont la section droite est 800 cm^2, ne laissent que 18×19 cm^2 comme section disponible aux tiroirs. Ces derniers présentent comme principaux avantages une lecture du TICAL en dehors de sa partie active et un accès facile et rapide aux PMTs et à leur électronique frontale avec un minimum d'interférence par rapport aux autres sous-détecteurs. Ainsi, le tonneau contient quatre tiroirs de 1.5 m et les tonneaux étendus en comportent chacun deux. Ces tiroirs sont extractibles de chaque côté après un déplacement longitudinal des bouchons de 2 m.

Les champs magnétiques dominants qui règnent dans les poutres ont deux origines: il y a d'une part le retour de champ du solénoïde qui passe à 70% par les poutres et d' autre part, pour tous les multiples de $\pi/4$ en azimuth, le champ de fuite entre deux bobines du toroïde. Le premier de ces champs est longitudinal alors que le second est radial (cf Fig. 3.4). Des simulations à deux et trois dimensions [3] ont permis d'estimer l'intensité de ces composantes. Elles montrent que le champ résiduel dû au solénoïde ne devrait pas excéder 20 gauss et que le champ de fuite du toroïde ne devrait pas dépasser 5 gauss.

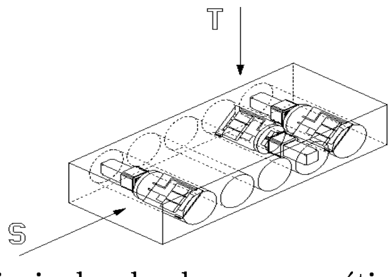


Figure 3.4: Composantes principales du champ magnétique rémanent dans les tiroirs.

3.1.4 Calibration et contrôle du TICAL

La calibration et le contrôle du TICAL doivent répondre à trois impératifs:

• le suivi et la correction des dérives à court et à long terme du système de lecture,

• l'égalisation de la réponse des cellules,

• la calibration absolue de l'énergie dans les tonneaux EM et hadroniques.

Principe de la calibration

• La dérive du gain des PMTs est suivie et corrigée par un système de lumière pulsée délivrée par un laser.

• Une source radioactive γ au césium (E_γ =0.662 MeV) est utilisée pour une égalisation et un contrôle du gain des PMTs lisant chaque cellule. Cette calibration sera transférée aux modules du TICAL et maintenues à long terme toujours par le biais de la source de Cs.

• Quant à la calibration absolue du TICAL, différentes méthodes ont été proposées mais elles soulèvent toutes des problèmes important qui font que cette question est encore ouverte.

Contrôle à court terme

La dérive du gain des PMTs est suivie et corrigée en utilisant un laser solide YLF (fluorure d'yttrium et de lithium). Ce laser génère des impulsions d'une largeur de 15 ns et d'une longueur d'onde de 523 nm qui sont similaires aux signaux délivrés par les fibres. La variation relative d'intensité pic à pic est de $\pm 5\%$. L'intensité de chaque pic est mesurée par un ensemble de photodiodes; ces dernières, ainsi que leur électronique associée, sont controlées par une source radioactive d'américium.

Il est donc prévu d'enregistrer des impulsions laser entre de croisements de paquets de protons. Un train d'impulsion d'intensité croissante permet de couvrir toute la gamme dynamique du TICAL. Ce mode opératoire a été appliqué pour les tests en faisceau en 1994; des trains de 16 impulsions laser étaient controlés à 0.1% [4]. D'après les performances mesurées en test, le système laser surveille en continu le gain des PMTs avec une précision relative inférieure à 0.5%. En outre, il permet de mesurer la linéarité de chaque PMT.

Intercalibration des cellules

La figure 3.5 illustre la méthode employée: les tuiles sont traversées par un tube dans lequel on déplace la source de Cs qui peut exciter chaque tuile individuellement. En effet, le parcours moyen de photons de 0.662 MeV dans le fer est de l'ordre de grandeur de la demi-période d'échantillonnage du TICAL, soit 9 mm. Ceci permet d'ailleurs un contrôle de la qualité du montage de chaque module du TICAL.

Le courant produit dans les PMTs résultant de l'irradiation des tuiles est proportionnel aux gains des PMTs et à la photo-statistique du TICAL. Par exemple, pour les tests en faisceau, avec une source de Cs de 5 mCi et le gain des PMTs réglé à 10^6, le courant dans ces PMTs était de 300 nA. L'égalisation de la réponse est effectuée en ajustant la haute tension (HT) des PMTs pour obtenir la même valeur moyenne du courant des courants d'anode pour chaque cellule. Ces mesures de courant sont reproductibles à 0.5% pour les prototypes du TICAL. Les différentes méthodes de déplacement des sources (propulsions hydraulique ou pneumatique) permettent une interclaibration des cellules du TICAL en 8 heures. L'intercalibration pourrait donc être réalisées dans ATLAS à la faveur d'arrêts de prise de données relativement courts.

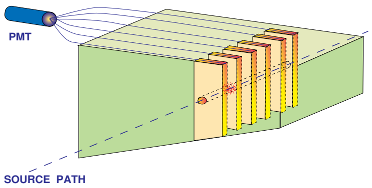


Figure 3.5: Calibration du TICAL à l'aide d'une source radioactive au Cs.

Contrôle à long terme

Il est basé sur deux méthodes complémentaires:

• la mesure du courant quasi-continu des PMTs dû aux événements de biais minimum dans les données d'ATLAS,

• la mesure du courant induit par la source de Cs entre les prises de données.

Le premier de ces courants dépend fortement de la couche radiale du TICAL mais bien moins de η. Pour $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ et un gain G=10^5 le courant de biais minimum est compris entre 100 et 500 nA pour les cellules de la première couche du TICAL et vaut environ 10 nA celles de la dernière couche (dont la granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.2$). Ces valeurs sont comparables aux courants dus aux sources dans les prototypes.

Performances attendues

Que ce soit dans le mode "biais minimum" ou calibration par source, les courants de PMTs permettront un contrôle du TICAL à 2% près.

La corrélation entre l'intercalibration avec la source et les signaux dus aux particules de haute énergie a été testé en utilisant un faisceau de muons, la corrélation était de 94%. La précision nécessaire pour l'intercalibration a été étudiée en introduisant une erreur aléatoire de calibration entre les réponses des cellules telles qu'obtenues dans les données de test en faisceau (du TICAL seul). Une erreur d'intercalibration de 7% provoque une augmentation de 2% du terme constant local. Dans le cas d'ATLAS, une telle contribution au terme constant du TICAL résulterait d'une erreur d'intercalibration de 15 à 20%.

Calibration absolue du TICAL

L'objectif de cette opération est de parvenir à une précision relative de 1% pour la mesure précise de la masse du top, du Z',...

Le facteur de conversion reliant la réponse du TICAL au dépôt d'énergie de hadrons est établi lors de tests en faisceau en mesurant la réponse de quelques modules du tonneau et des tonneuax étendus, précédés par le tonneau et les bouchons EM. Ensuite, on calibre les modules testés avec leur réponse à la source de Cs. Enfin cette calibration est maintenue dans le temps par le biais de la source.

Différentes méthodes utilisant des événements physiques ont été proposées pour calibrer le TICAL en absolu:

• l'équilibre γ/jet: on sélectionne les processus $gq \rightarrow q\gamma$ ou $qq \rightarrow g\gamma$ dans lequel le photon et le jet partent dos-à-dos ($p_T(jet) = p_T(\gamma)$). L'énergie transverse du photon est mesurée dans le ECAL et celle du jet dans le TICAL. Le ECAL est calibré de manière absolue en utilisant les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ qui sont très fréquents et très bien connus. Ensuite on égalise le signal du TICAL pour la mesure du jet et l'on transporte en quelque sorte la calibration absolue du ECAL au TICAL. Le principal problème de cette méthode est le bruit de fond très important constitué par des événements contenant un π^0 et un photon isolés, le π^0 donnant deux photons non résolus.

• le processus $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ [5]: on sélectionne de tels événements où chacun des taus donne un neutrino et un hadron chargé ($\pi^\pm$ ou $K^\pm$). Les deux hadrons isolés de charge opposée sont émis dos-à-dos et chacun des neutrinos leur est quasiment colinéaire, cela constitue une topologie très particulière qui permet de distinguer ces événements du bruit de fond. L'avantage de cette méthode est que l'on peut transposer directement les coefficients de calibration établis en test avec des faisceaux de pions aux modules du TICAL. Par contre, la principale incertitude qu'elle soulève est la faisabilité d'un déclenchement basé sur des hadrons chargés isolés.

La figure 3.6 [6] résume les méthodes de calibration et de contrôle du TICAL:

• la lumière produite par le passage de particules isolées ($\mu^\pm$, $\pi^\pm$,...) ou de jets est lue par les PMTs, le signal est mis en forme, compressé et envoyé à l'acquisition par l'intermédiaire de l'électronique frontale (FERMI),

• les courants dus aux événements de biais minimum et à la source de Cs passent par un un intégrateur, un multiplexeur et un ADC avant d'être stockés,

• des calibrations distinctes et indépendantes permettent d'étalonner la réponse de chaque élément du TICAL et de mesurer sa dérive au cours du temps; comme ces calibrations interviennent à tous les niveaux de la chaîne de lecture, il est possible de d'imputer à un étage précis un éventuel disfonctionnement et de le corriger. Ainsi, outre les calibrations laser et source, des calibrations sont effectuées avec des charges au niveau de la mise en forme et du compresseur et au niveau du FERMI, mais également avec des tensions au niveau de l'intégrateur.

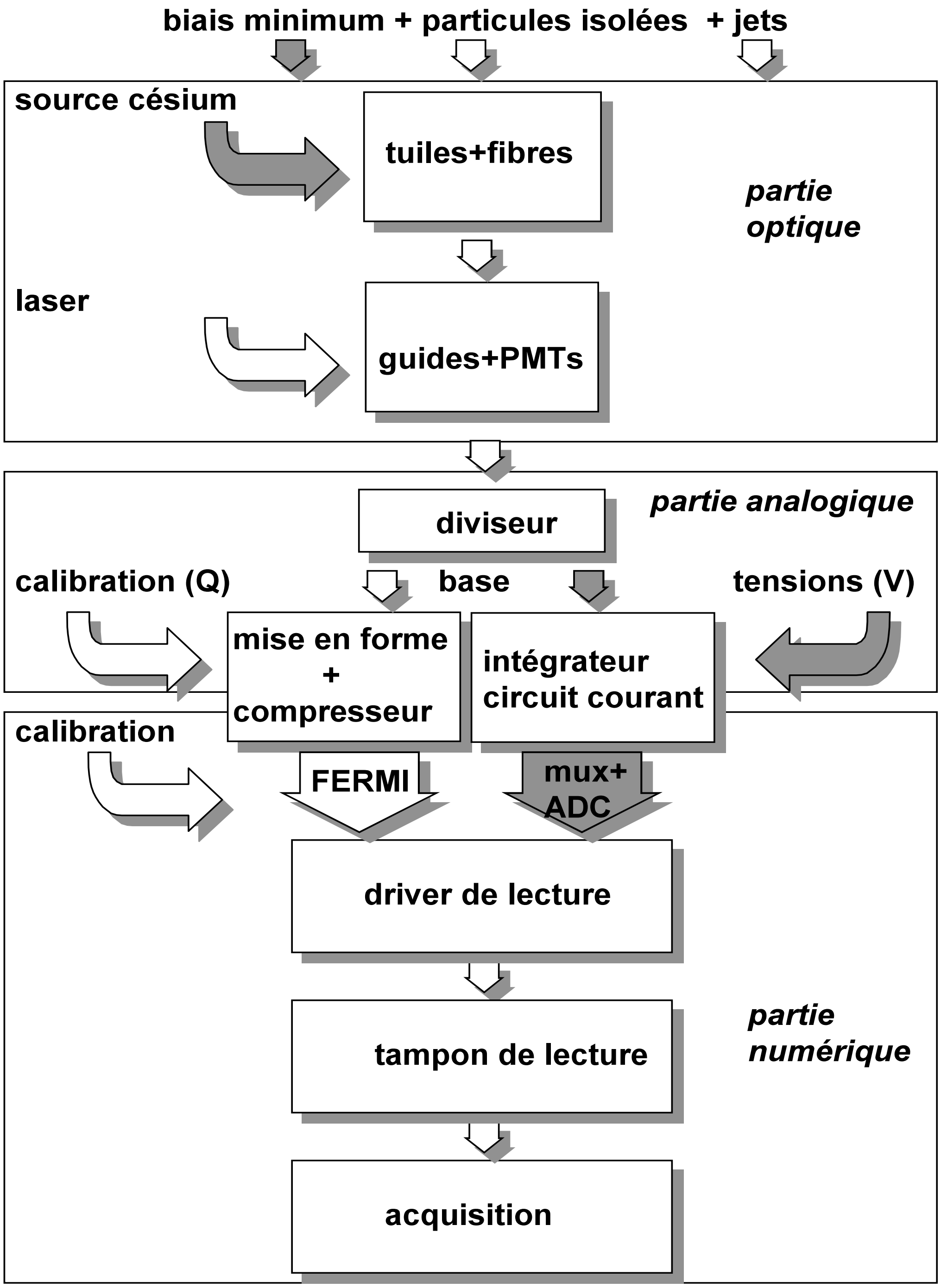


Figure 3.6: Méthodes de calibration et de contrôle du TICAL.

3.2 Tests de photomultiplicateurs pour le TICAL

3.2.1 Le cahier des charges des photomultiplicateurs

Le tableau suivant résume toutes les spécifications requises pour les PMTs du TICAL.

Caractéristiques	Valeurs requises
Efficacité quantique à 480 nm	$> 18\%$
Gain à pleine efficacité	10^4 à 10^6
Courant d'obscurité au gain nominal (10^5)	< 1 nA
Temps de montée	< 2.5 ns
Haute tension au gain nominal	< 1100 V
Perte de gain pour $\|B\| = 10$ gauss (sans blindage)	$< 5\%$
Perte de gain pour $\|B\| = 500$ gauss (avec blindage)	< 1 à 3%
Non-linéarité maximale pour une impulsion de 20 mA large de 10 ns	2%
Stabilité du gain à long terme	$\sim 2\%$
Surface utile de la photocathode	> 300 mm^2
Longueur du PMT	< 50 mm
Coût	minimum compatible avec les contraintes ci-dessus

Tableau 3.1: Spécifications requises pour les PMTs du TICAL.

3.2.2 Le choix des photomultiplicateurs

Les PMTs actuels

Les PMTs usuels ont des caractéristiques qui, compte-tenu des exigences liées à sa lecture, en font de mauvais candidats. Ils diffèrent en général de part leur photocathode et la configuration de leurs dynodes. Il en existe trois types dont les principales caractéristiques suivent:

• les PMTs classiques à système de dynodes linéaires:

. ils sont linéaires sur de larges gammes dynamiques,

. ne sont pas très compacts,

. sont intrinsèquement très sensibles au champ magnétique;

• les PMTs "mesh":

. ils sont linéaires,

. ne sont pas compacts,

. sont relativement insensibles au champ magnétique,

. sont très chers;

• les PMTs à système de dynodes circulaires:

. ils ne sont pas très linéaires,

. sont relativement peu sensibles au champ magnétique.

Origines du PMT HAMAMATSU R5900

Le PMT R5900 est issu du développement d'un modèle précédent le R5600. La première différence entre ces deux modèles est la forme de la fenêtre d'entrée qui est ronde pour les R5600 et carrée pour les R5900.

Les R5900 de "première génération" étaient constitués par une juxtaposition de quatre structures d'amplification (multiplicateurs) de R5600 à l'intérieur du même boîtier métallique. Pour la seconde génération de R5900 le nombre de multiplicateurs R5600 a été réduit à un, ce qui a nettement amélioré leur uniformité. Enfin, les R5900 actuels, ont bénéficié d'une optimisation de la structure du premier étage, notamment des électrodes de focalisation; cela a permis d'améliorer l'efficacité de collection.

Nous présenterons dans la suite les principales évolutions apportées aux éléments du R9600 pour le conformer aux spécifications du TICAL.

3.2.3 Caractérisation du photomultiplicateur R5900

Description des PMTs R5900

Le premier avantage que présentent ces PMTs est leur faible encombrement (cf Fig. 3.7): ce sont des cubes de $28 \times 28 \times 28mm^3$, si l'on prend en compte la longueur des broches d'alimentation dans leur épaisseur. Ils ne pèsent que 25 g. La surface utile de leur photocathode est un carré de 19 mm de côté.

Le second avantage réside dans leur boîtier métallique qui est relié au potentiel de la cathode.

La figure 3.8 présente les caractéristiques principales des R5900:

• leur réponse spectrale qui est comprise entre 300 et 650 nm,

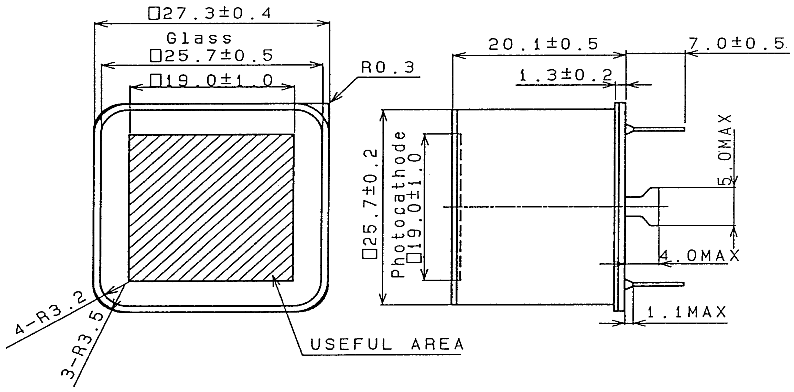


Figure 3.7: Dimensions des PMTs R5900. La surface hachurée représente la photocathode.

- leur multiplicateur comporte 10 étages avec un gain total de l'ordre de 10^6 à la HT nominale qui est de 800 V,
- leur courant d'obscurité qui de l'ordre de 10^{-9} A à la HT nominale.

La courbe d'amplification montre un autre avantage des R5900 qui est leur faible tension d'alimentation. En effet, celui-ci ne doit pas dépasser les 1000 V d'après les recommendations d'HAMAMATSU. Cela présente beaucoup d'avantages pour la conception des alimentations par rapport à celles de PMTs classiques qui nécessitent des HTs plus élevées: la qualité (et donc le coût) des composants électroniques ainsi que le système de refroidissement peut être moins important.

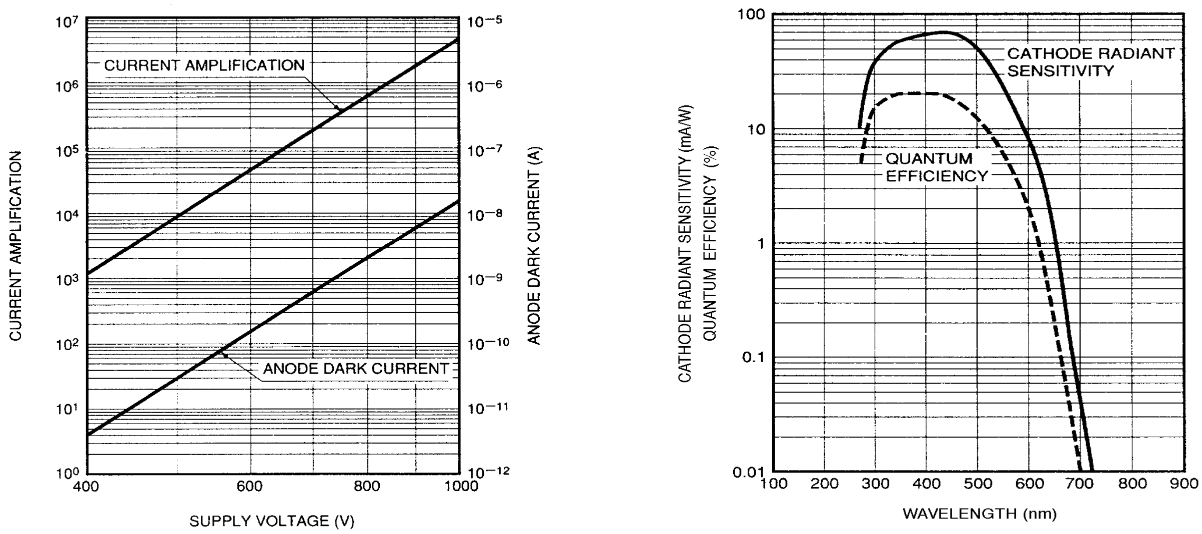


Figure 3.8: A gauche, l'amplification et courant d'obscurité typiques des PMTs R5900 et à droite leur réponse spectrale.

La figure 3.9 présente, elle, les principales caractéristiques temporelles des R5900:
• un temps de réponse très court, le temps de montée du signal étant d'environ 1.4 ns,
• une dispersion du temps de transit de l'ordre de 0.33 ns.

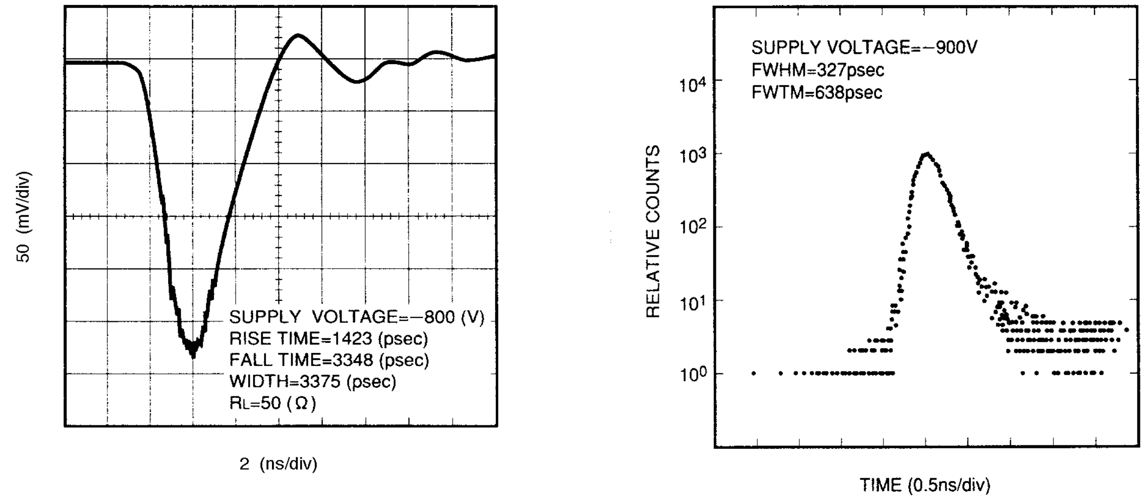


Figure 3.9: A gauche, le temps de réponse des R5900
et à droite la dispersion de leur temps de transit.

Toutefois, l'un des principaux avantages des R5900 tient à leur faible sensibilité au champ magnétique en comparaison avec des PMTs classiques. La figure 3.10 montre la perte relative du signal de sortie des PMTs en fonction de circulation du champ magnétique pour deux orientations distinctes de ce dernier.

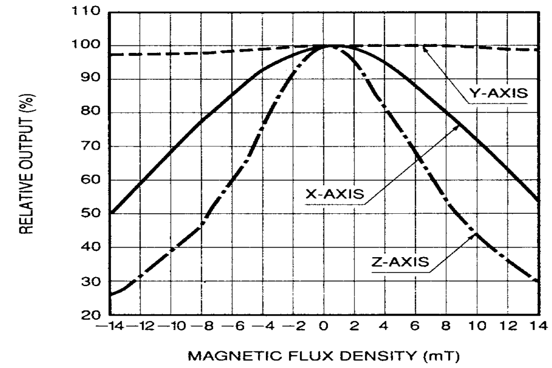


Figure 3.10: La perte relative du signal des R5900 en fonction de la circulation du champ magnétique, pour différentes orientations de ce dernier.

Dans le tableau 3.2 figurent les principales caractéristiques de la photocathodes R5900:

Caractéristiques de la photocathode.	
Composition de la photocathode	Sb-K^2-Cs
Composition de la fenêtre d'entrée	Borosilicate
Réponse spectrale	$300 - 650nm$
Réponse maximale	$420nm$
Sensibilité typique de la photocathode ($\mu A/Lm$)	70.0
Sensibilité minimale de la photocathode ($\mu A/Lm$)	60.0
Surface utile	18×18

Tableau 3.2: Caractéristiques des photocathodes R5900 [7].

Ces caractéristiques ont été mesurées en utilisant le flux de lumière continu d'une lampe halogène dont le filament en tungstène était porté à une température de couleur de 2856^{o}K. Le flux lumineux incident est de l'ordre de de 10^{-3} Lm, ce qui correspond à un courant de photocathode de l'ordre de 10 nA. La photocathode est de type bi-alcalin ($Sb - K^2 - Cs$), elle a une réponse maximale à 420 nm. La fenêtre d'entrée est constituée de borosilicate. La sensibilité de la photocathode est typiquement de 70 $\mu A/Lm$ avec un minimum de 60 $\mu A/Lm$.

La composition bi-alcaline de la photocathode implique une grande résistivité et par conséquent elle peut entraîner une faible efficacité de collection pour des HT trop faibles. En conditions d'utilisation optimale, le photocourant est proportionnel au flux lumineux. Mais si le courant de photocathode est trop élevé, de l'ordre de quelques dizaines de nA par exemple, alors l'effet de résistance de surface de la photocathode peut être très important et dégrader sensiblement la linéarité de sa réponse de cette dernière.

Dans le cas d'une source de lumière pulsée, le potentiel de la photocathode est maintenu par sa capacité. En conséquence, un courant d'intensité supérieur à la limite en courant continu peut s'établir le temps d'une impulsion lumineuse.

La résistivité globale de la photocathode dépend également du contact électrique entre la photocathode et le boîtier métallique. Dans les deux premières générations de R5900, cette connection était réalisé grâce à deux points de contact comme le montre la figure 3.11. Pour les R5900 actuels, la résistivité globale de la photocathode a été réduite grâce à l'utilisation d'un revêtement en aluminium entre la photocathode et le boîtier métallique. De cette manière la connection électrique a été renforcée.

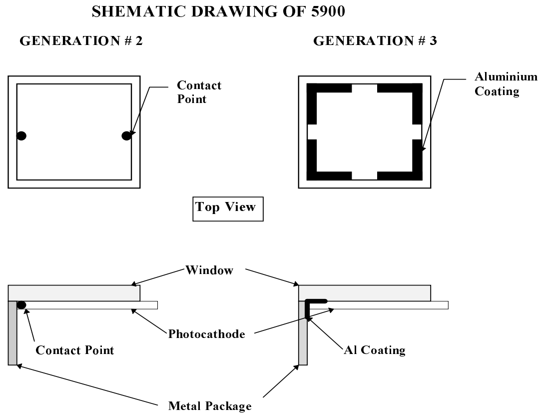


Figure 3.11: Connection entre la photocathode et le boîtier métallique pour les PMTs R5900 de deuxième (gauche) et troisième (droite) génération.

La mesure de la résistivité d'une photocathode est un bon test de sa qualité. La méthode mise en oeuvre à cette fin consiste à mesurer la variation du courant de photocathode en fonction de la HT appliquée entre la photocathode et la première dynode. Le dispositif expérimental utilisé est schématisé sur la figure 3.12. L'intensité de la lumière est controlée par une photodiode. Le photocourant est ajusté à quelques dizaines de nA, il croît avec la HT jusqu'à un plateau qui correspond à la pleine efficacité de collection. Plus le photocourant atteint le plateau rapidement, moins la photocathode est résistive. La valeur atteinte au plateau est pratiquement proportionnelle à l'efficacité quantique de la photocathode.

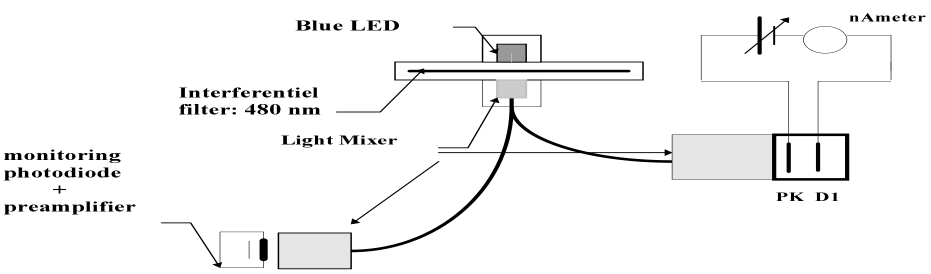


Figure 3.12: Dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la résistivité d'une photocathode.

Il est clair que cette mesure nécessite une configuration particulière du pont diviseur de la HT (cf Fig. 3.13). On n'utilise que le premier étage du PMT: la HT est appliquée entre la photocathode et la première dynode, toutes les dynodes étant reliées à l'anode. Le photocourant est mesuré entre la photocathode et la masse. Les résultats de ces mesures apparaissent sur la figure 3.14. Pour des PMTs de deuxième et troisième génération, on remarque une grande résistivité des photocathodes dont la dispersion est assez faible pour les PMTs de troisième génération.

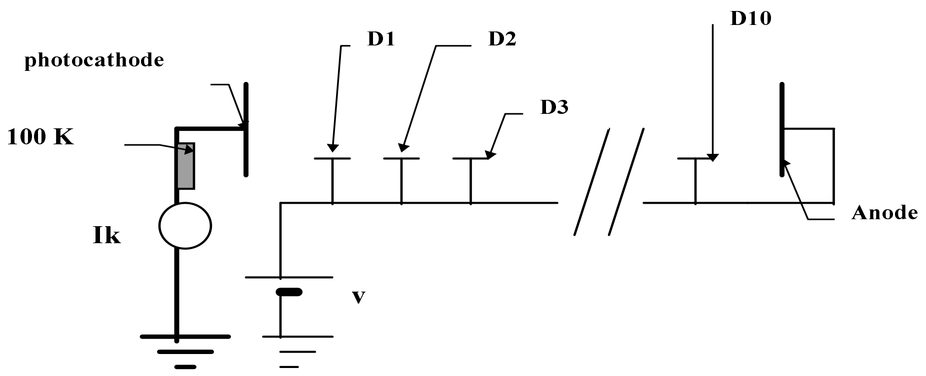


Figure 3.13: Pont diviseur utilisé pour la mesure de la résistivité d'une photocathode.

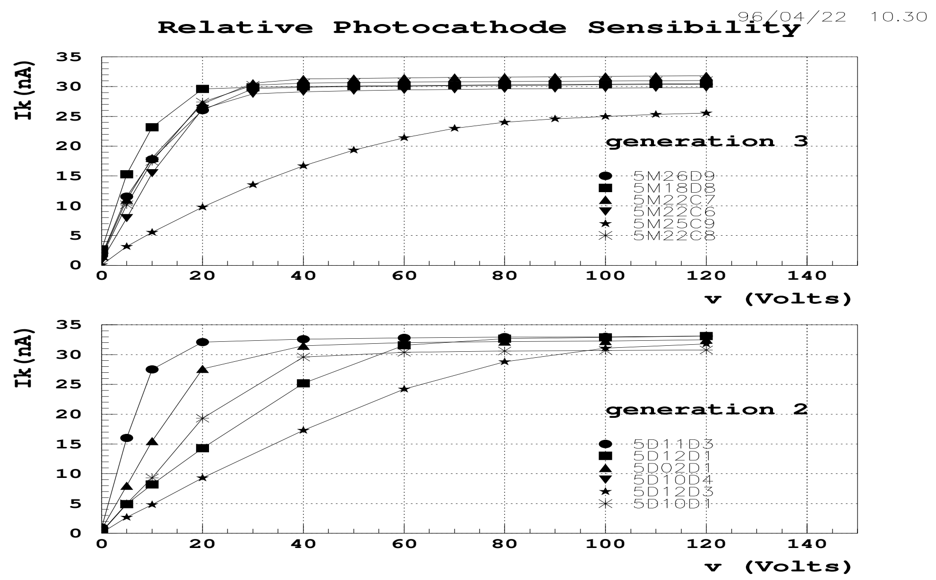


Figure 3.14: Photocourants mesurés pour des R5900 de 2^e (bas) et de 3^e (haut) génération.

La partie la plus originale des PMTs R5900 est leur multiplicateur qui a été utilisé pour la première fois pour les PMTs R5600.

Comme le montre de façon schématique la figure 3.15, nous avons de haut en bas la photocathode, un plan d'électrodes de focalisation (qui permet d'augmenter l'efficacité de détection) et les dix étages qui servent à l'amplification du signal. Chaque étage est constitué par un plan de dynodes métalliques fabriquées par micro-gravure. Le multiplicateur est un empilement compact de tels plans. En effet, la distance entre deux plans est de l'ordre de 1 mm; ceci confère au R5900 une relative insensibilité au champ magnétique. L'émission secondaire des électrons est assurée par un dépôt de $Sb - K^2 - Cs$ sur les dynodes avec un gain interdyode compris entre 3 et 5.

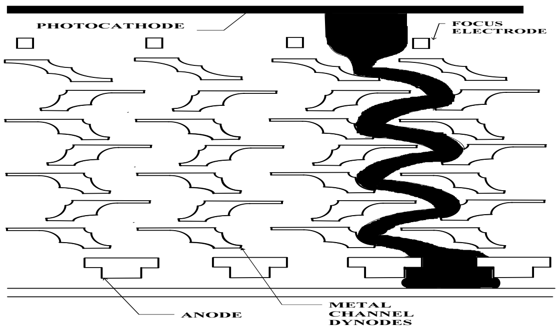


Figure 3.15: Coupe transversale schématique d'un PMT R5900. Tous les étages ne sont pas représentés. L'amplification d'un signal est schématisée en noir.

A la livraison des R5900, la firme HAMAMATSU a fourni les mesures de caractérisation de ses PMTs. La figure 3.16 montre ces caractéristiques pour les 65 PMTs livrés au CERN et qui équiperont le "module 0" (prototype grandeur nature d'un secteur du TICAL). Les mesures ont été faites en utilisant comme source de lumière une lampe halogène dont le filament en tungstène est porté à une température de couleur de 2856°K, la tension d'alimentation de 800 V étant répartie avec les proportions suivantes sur les différentes dynodes: 1.5:1.5:1.5:1:1-1:0.5. Dans ces conditions, le gain a une moyenne de 2.4×10^6 et un maximum de 5.5×10^6, le courant d'obscurité a une moyenne de 1.2 nA et un maximum de 5.35 nA.

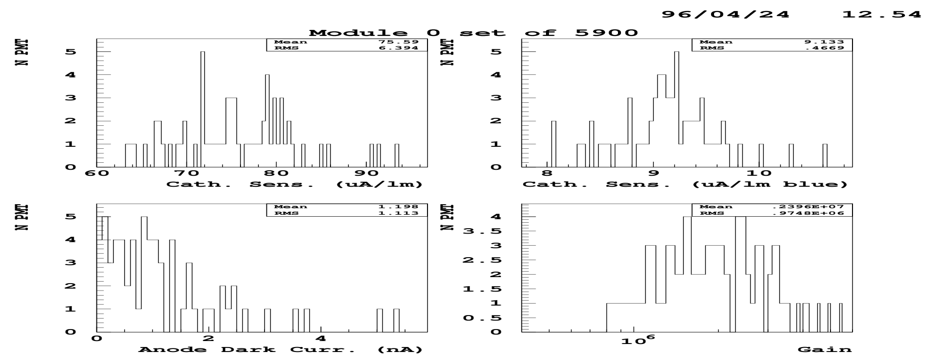


Figure 3.16: Principales caractéristiques de 65 PMTs R5900 mesurées par HAMAMATSU. Ces PMTs équiperont le "module 0" du TICAL.

Uniformité de la réponse

L'uniformité de la photocathode est définie par la variation de son courant en fonction de la position du point lumineux qui éclaire sa surface.

De même, on définit l'uniformité spatiale du PMT comme la variation de son courant d'anode en fonction de la position du point lumineux sur la photocathode. L'uniformité spatiale du PMT est le produit de l'uniformité de sa photocathode et de celui de son multiplicateur. Les sources de lumière utilisée pour les mesures d'uniformité sont continues.

Le dispositif expérimental utilisé pour mesurer l'uniformité de la photocathode est représenté à la figure 3.17. La source de lumière est une diode électro-luminescente (LED) bleue intense opérant en mode continu. Elle est suivie par un filtre interférentiel pour tenir compte du fait que l'uniformité de la photocathode dépend de la longueur d'onde du rayonnement qu'elle reçoit. Ensuite, la lumière est focalisée dans une fibre de 1mm de diamètre qui fournit le point lumineux sur la photocathode. Ici, on n'applique la HT qu'entre la photocathode et la première dynode; toutes les dynodes étant reliées à l'anode. Pour obtenir la pleine efficacité de collection, la tension entre la photocathode et la première dynode doit être de plus de 100 V. Le point lumineux balaie la surface de la photocathode suivant les directions X et Y (cf Fig. 3.17) et pour chaque point le courant est mesuré à l'aide d'un pico- ampèremètre.

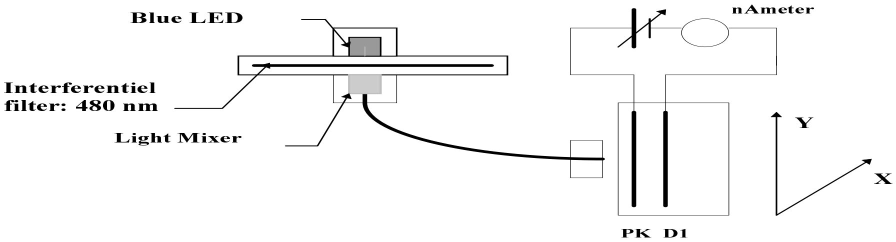


Figure 3.17: Mesure de l'uniformité d'une photocathode.

La figure suivante, 3.18, montre l'uniformité de deux photocathodes typiques de la troisième génération. Ces résultats sont tout à fait compatibles avec les mesures d'HAMAMATSU qui indiquent une variation relative de moins de ±10% sur la surface active des photocathodes.

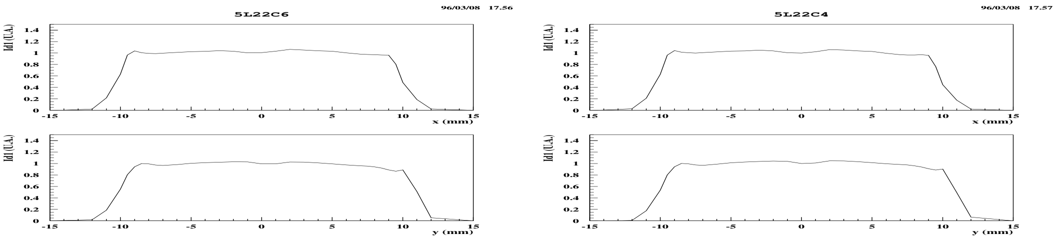


Figure 3.18: Uniformité de deux photocathodes mesurée suivant les deux directions transversales de PMTs 5900.

Le dispositif expérimental usité pour la mesure de l'uniformité spatiale est pratiquement identique à celui de la figure 3.17. Cependant, la source de lumière est, cette fois, une LED pulsée qui émet des impulsions d'une largeur d'environ 30 ns. Ces impulsions sont fournies par un générateur qui délivre également la porte de l'ADC. Une procédure automatique permet de commander deux moteurs et ainsi de balayer toute la photocathode. A chaque point, un millier de mesures est effectué de sorte à pouvoir calculer la valeur moyenne et la dispersion de la réponse des PMTs. Cette valeur moyenne est renormalisée par rapport à la valeur centrale après substraction du piédestal et correction de l'effet de la température. La HT est fixée à 800 V avec une pont diviseur standard (1:1:-:1:0.5).

L'uniformité spatiale fluctue d'un PMT à l'autre; nous l'avons représenté pour deux PMTs sur la figure 3.19. Le premier de ces PMTs, à quatre structure d'amplification, est l'un des deux premiers prototypes de R5900, il est représentatif de la première génération. Comme le montrent les profiles suivant X et Y, ces prototypes avaient une large zone d'inefficacité cruciforme (cf Fig. 3.19) avec des rapports 9 et 1.3 entre les maxima et les minima d'efficacité respectivement suivant les axes Y et X. Le second PMT a t́é conçu avec un mutilplicateur d'un seul tenant ce qui réduit les variations à $\pm 50\%$ par rapport à la valeur centrale. Il faut noter que dans ce cas, une fibre à cône d'émission plus petit. En conséquence, la résolution du balayage passait de 2 mm à 1 mm.

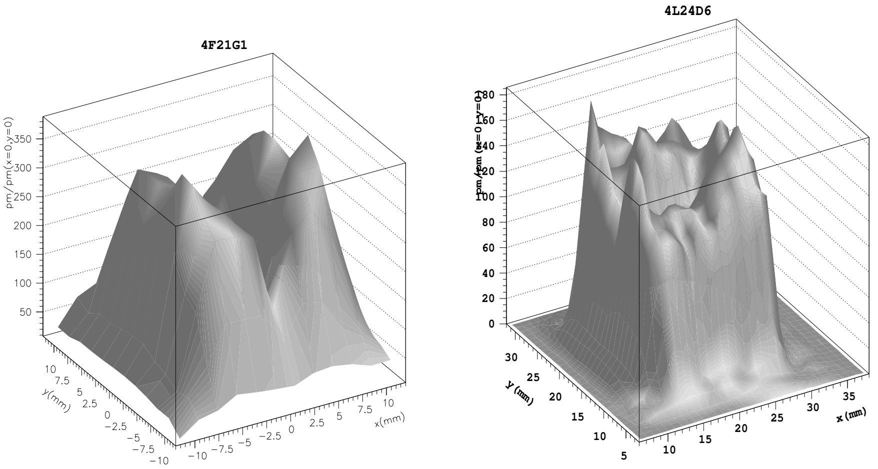


Figure 3.19: Uniformité spatiale d'un R5900 de première génération (gauche) et d'un de deuxième génération (droite).

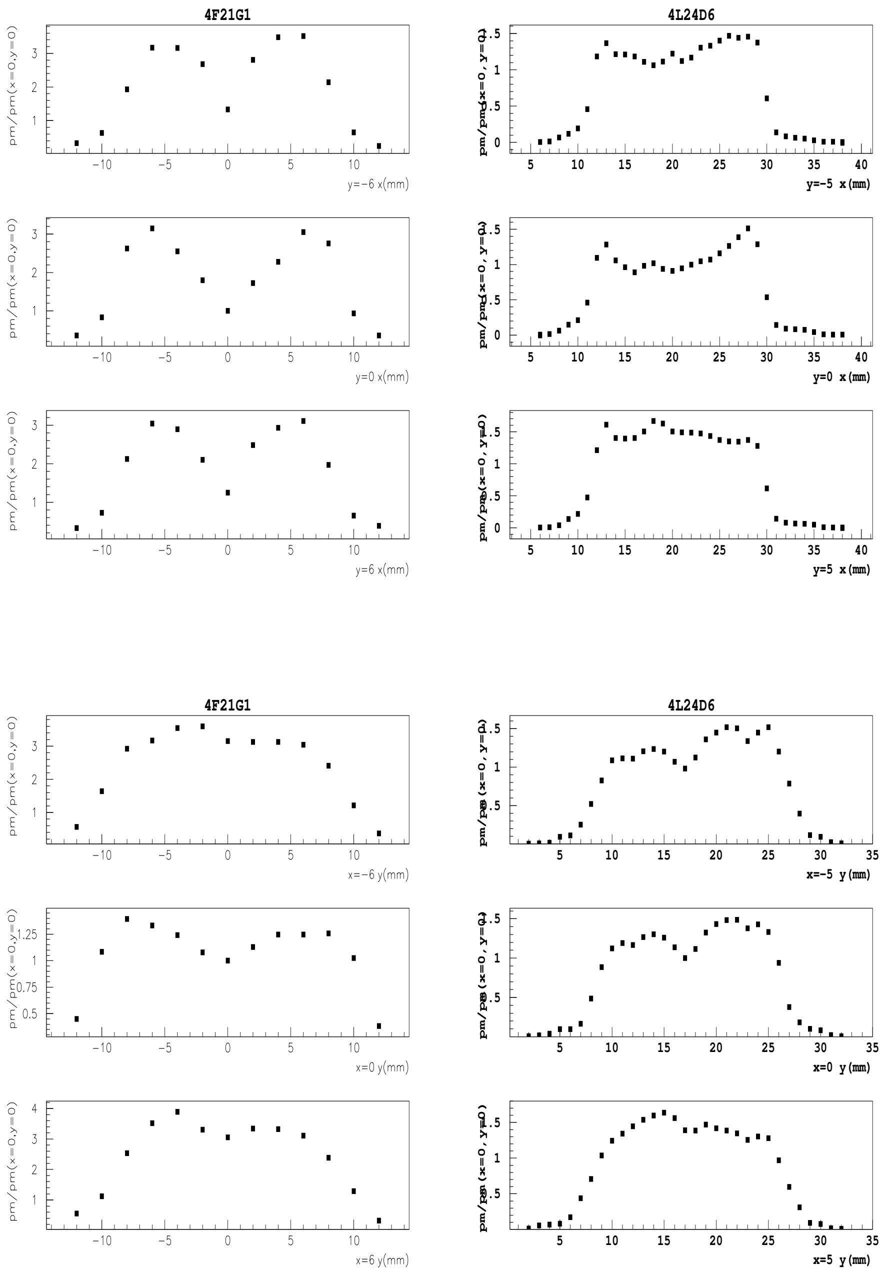


Figure 3.20: Variation de la réponse de PMTs de $1^{ère}$ (gauche) et de $2^{ème}$ (droite) génération suivant les axes X (ou Y) pour 3 valeurs différentes de Y (resp. X): -6, 0 et +6 mm (gauche) et -5, 0 et + 5 mm (droite).

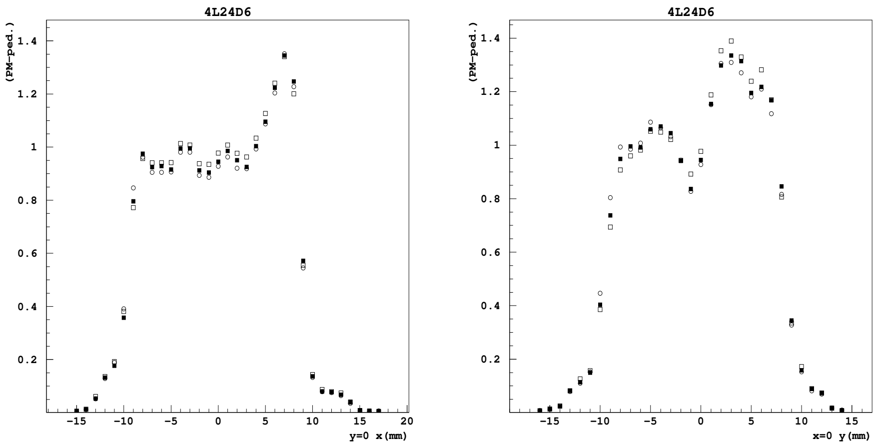


Figure 3.21: Variation de la réponse d'un PMT en fonction de Y pour X=0 (à gauche) et vice-versa (à droite). Les carrés noirs, carrés blancs et triangles blancs correspondent respectivement à des HT de 800, 700 et 900 V.

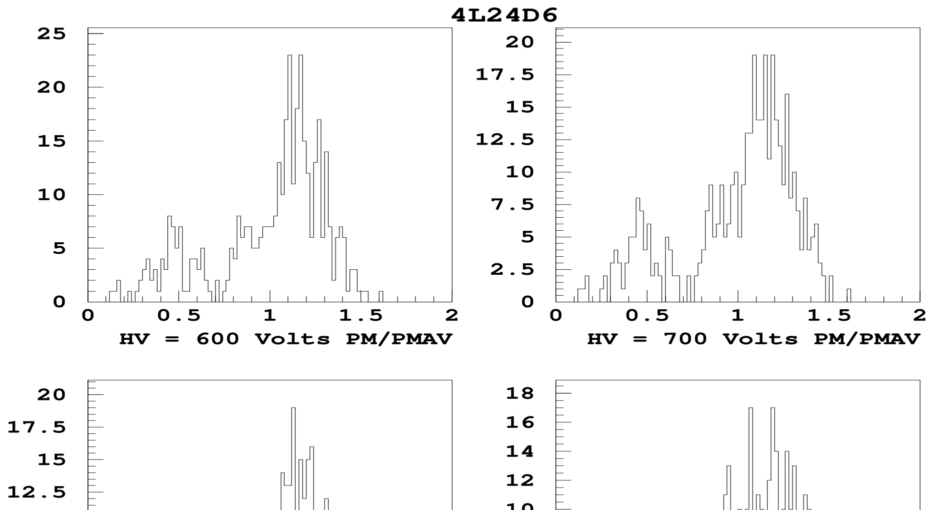


Figure 3.22: Variation de la réponse d'un PMT sur une surface de 10×10 mm^2 de sa photocathode pour différentes valeurs de la HT: 600, 700, 800 et 900 V.

Les figures 3.21 et 3.22 montrent que l'uniformité spatiale est indépendante de la HT appliquée si celle-ci est dans la gamme allant de 500 à 1000 V.

La position d'une tuile donnée dans le TICAL peut induire une non-uniformité spatiale qui est due notamment à la longueur de la fibre utilisée pour transporter sa lumière jusq'au PMT correspondant. Ceci implique une dépendance de l'efficacité de ce sous-détecteur en fonction de la tuile excitée. En général, cette dépendance est corrigée par l'utilisation d'un guide de lumière qui sert de "mélangeur". Rappelons que ce guide est placé entre le toron de fibres et le PMT et qu'il permet d'occulter la mémoire de l'endroit du TICAL d'où est issue la lumière.

Un tel composant optique doit donc être conçu avec soin surtout en ce qui concerne sa forme et sa longueur. Nous rappelons ici que des simulations ainsi que des mesures montrent que la forme carrée est optimale pour la fenêtre d'entrée des guides. Par ailleurs, la forme parallélipipédique facilite la conception mécanique des blocs PMT.

Il reste donc à optimiser la longueur des guides en fonction des contraintes suivantes:

• l'atténuation de la lumière causée par le guide est proportionnelle à sa longueur,

• de même l'émission de lumière Cerenkov dans le guide est proportionnelle à sa longueur,

• par contre, plus le guide est long plus il uniformise la lumière.

Pour tester l'effet d'un guide de lumière nous avons utilisé un PMT dont la photocathode était occultée à l'exception d'une fenêtre de 1 mm^2. En déplaçant le PMT (donc la fenêtre) suivant les axes X et Y, on peut balayer la surface arrière du guide, sa face avant étant illuminée en son centre par une fibre de 1 mm de diamètre.

Après soustraction du piédestal, le signal du PMT est renormalisé par rapport à sa moyenne sur une fenêtre centrée de 16×16 mm^2 à l'arrière du guide de lumière. Les figures 3.23 représentent en deux dimensions le signal du guide de lumière après cette normalisation. Le signal est présenté pour différentes longueur du guide variant entre 30 et 57 mm, la section de 16×16 mm^2 restant constante.

Ces résultats semble imposer une longueur minimale de 50 mm pour le guide. Ils révèlent également l'occurence d'interférences qui sont certainement dus à la section carrée du guide. Ces effets sont particulièrement visibles sur la figure 3.24 où ces résultats sont présentés sous la forme de bandes de niveau de différents niveaux de gris.

Les figures 3.25, 3.26 et 3.27 représentent de manière plus quantitative les variations de la réponse normalisée des PMTs en fonction de la coordonnée X (ou Y) pour différentes valeurs fixes de Y (respectivement de X). A partir de ces courbes on peut exclure catégoriquement des guides longs de 30 ou 35 mm. Mais il apparaît également que si l'uniformité est satisfaisante sur les bords pour un guide de 50 mm, elle est optimale dans la partie centrale pour un guide de 43 mm. Sachant que pour ce dernier guide l'atténuation et l'émission Cerenkov seront moins importantes que pour le guide de 50 mm, nous fixons à 43 mm la longueur optimale du guide.

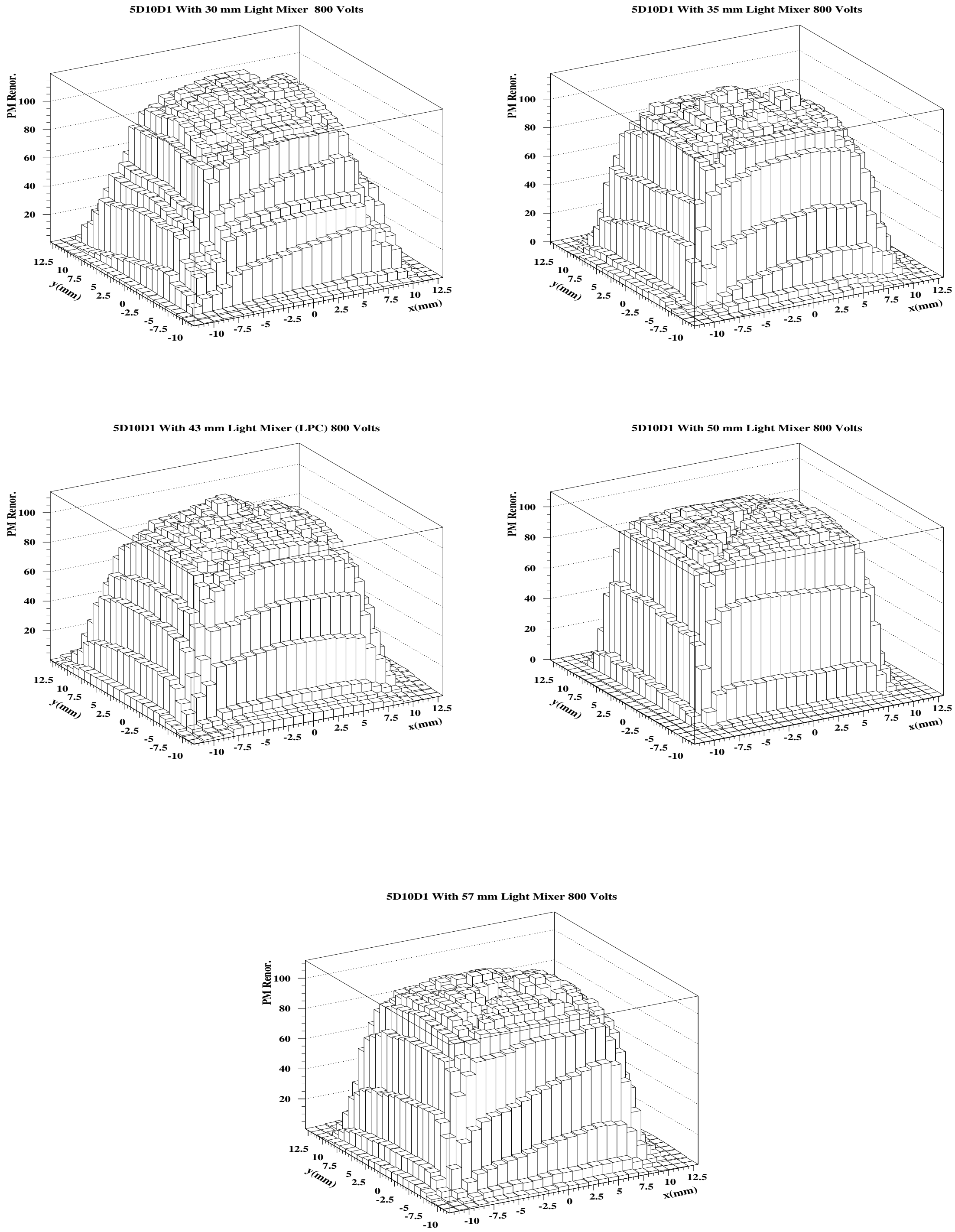


Figure 3.23: Variation de la réponse d'un PMT en fonction des coordonnées X et Y d'un point lumineux de 1×1 mm^2 qui balaie sa photocathode au travers d'un guide de lumière de 30 mm de long (en haut à gauche), de 35 mm (en haut à droite), de 43 mm (au milieu à gauche), de 50 mm (au milieu à droite) et de 57 mm (en bas).

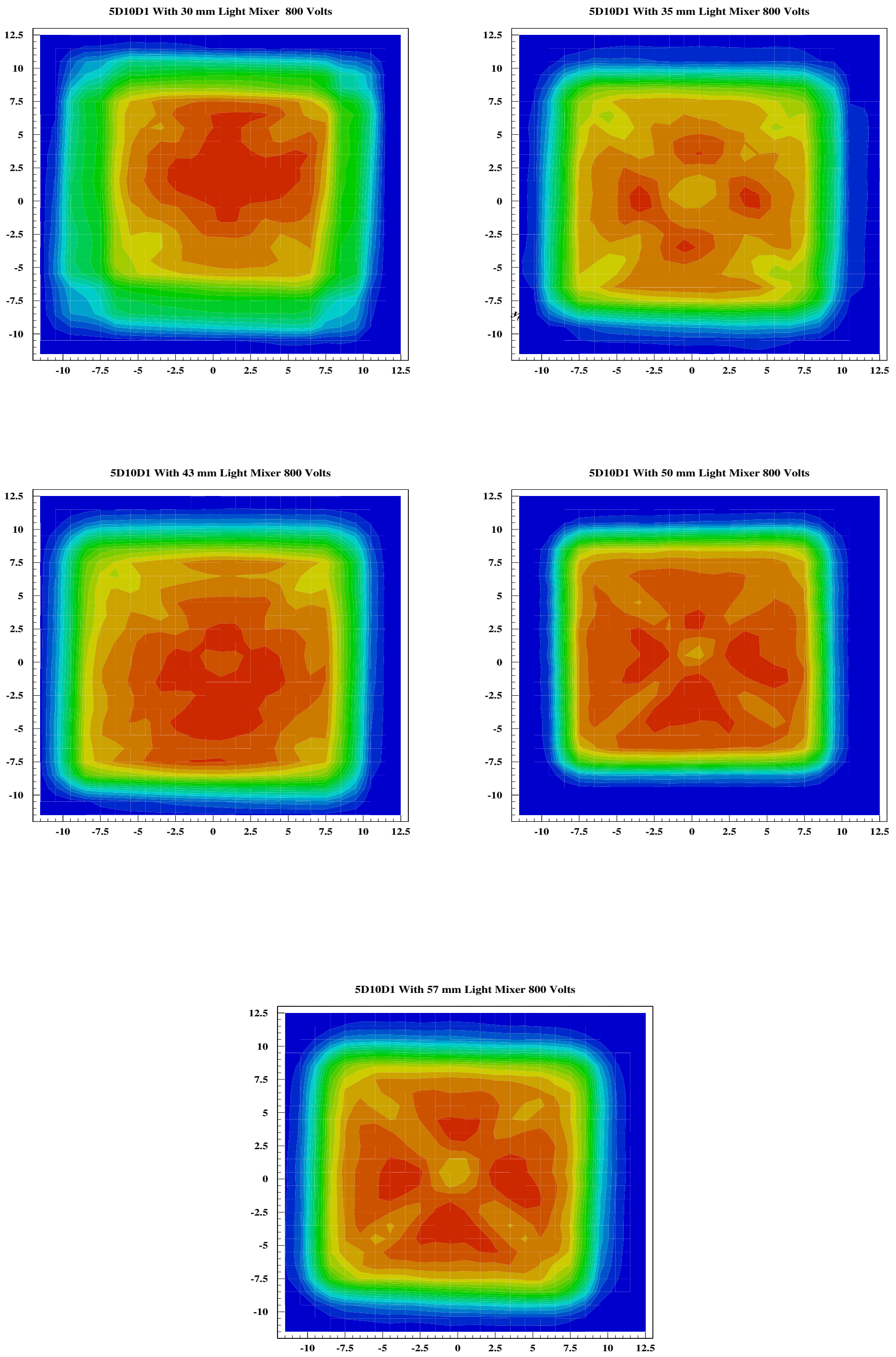


Figure 3.24: Analogue à la figure 3.23 en courbes de niveau. Les interférences sont d'autant plus importantes que le guide est long.

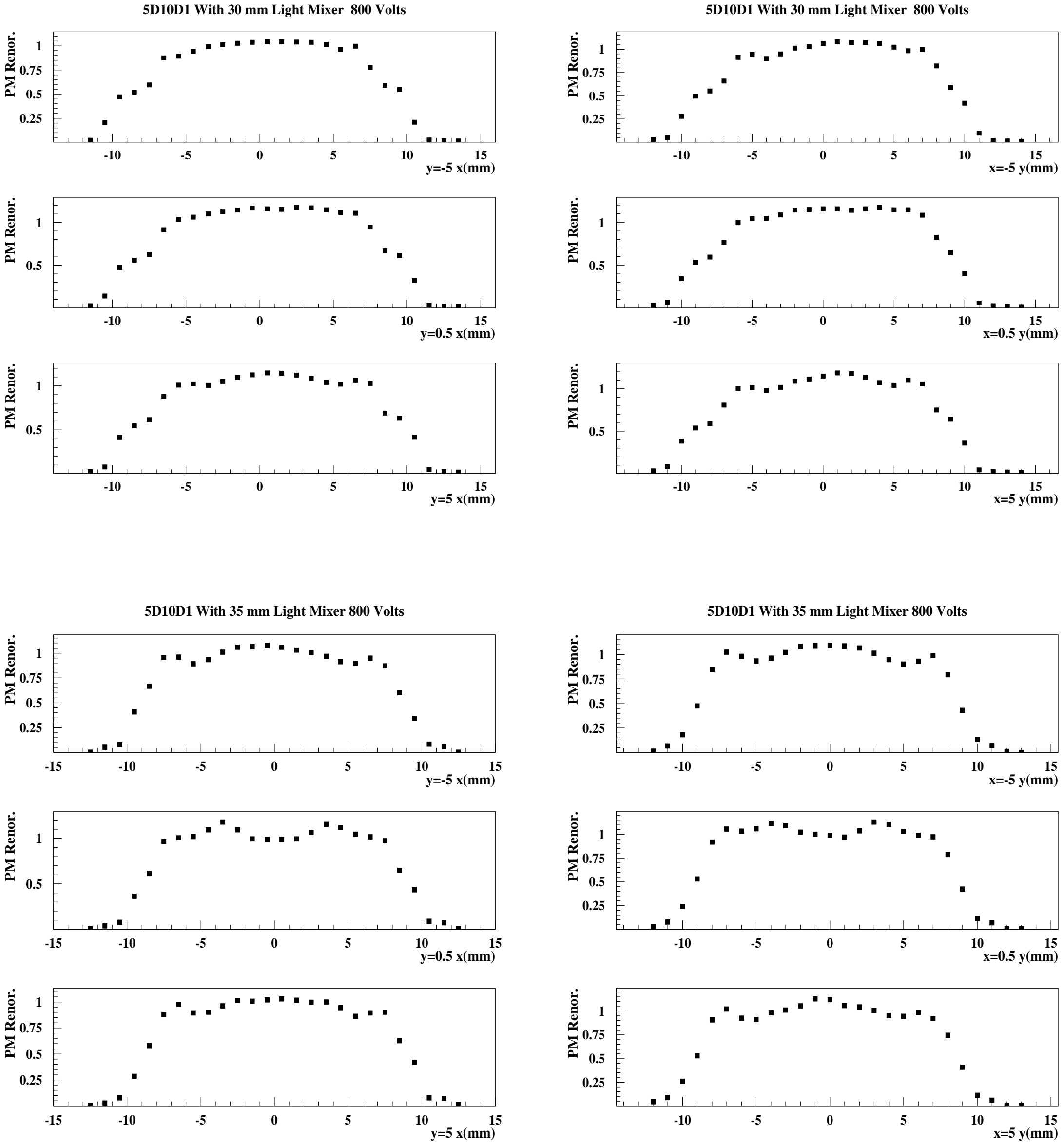


Figure 3.25: Variation de la réponse d'un PMT en fonction de X (ou Y) pour différentes valeurs de Y (resp. X). La longueur du guide est de 30 mm (en haut) ou de 35 mm (en bas).

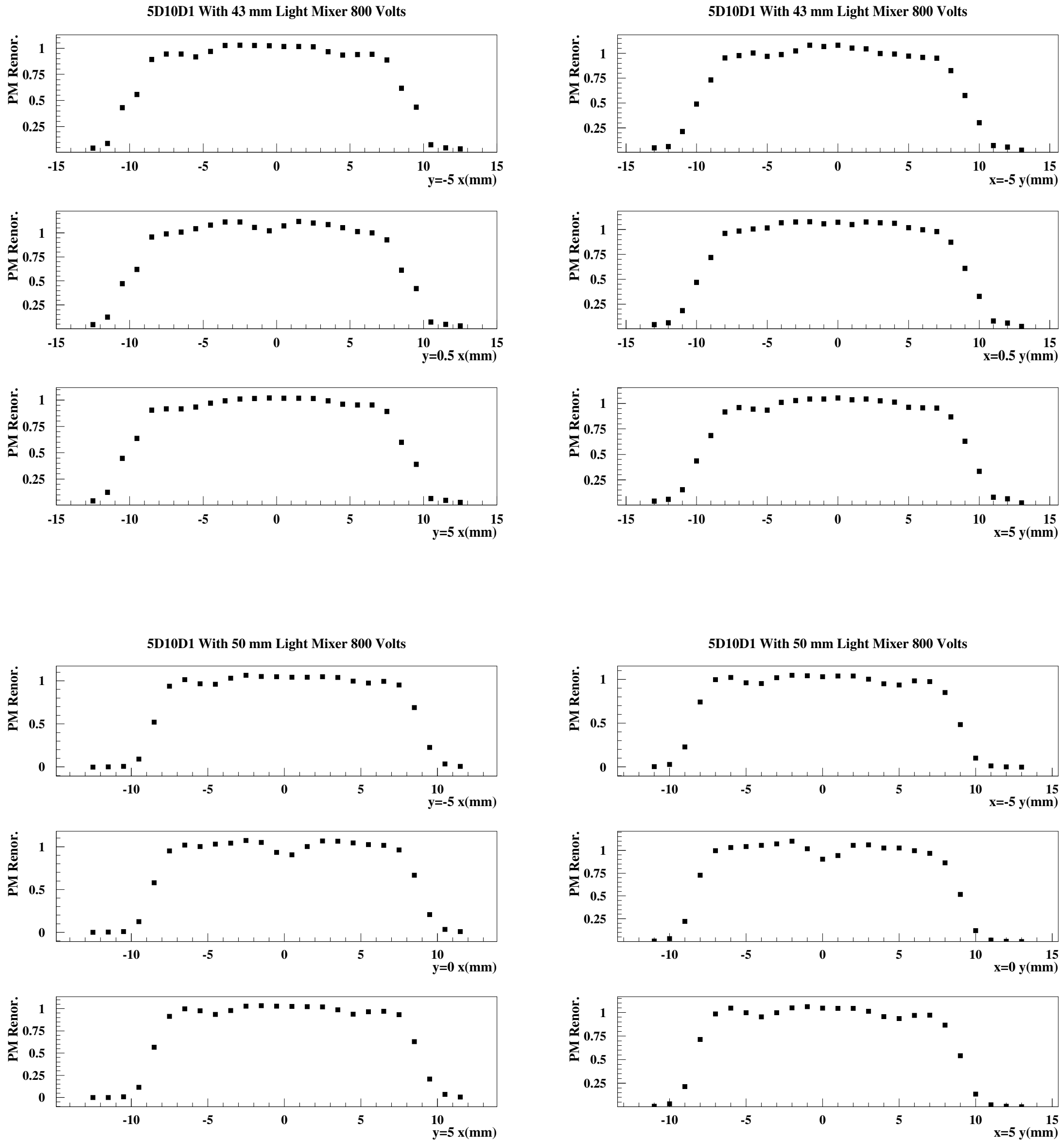


Figure 3.26: Analogue à la figure 3.25 pour des guides de 43 mm (haut) et de 50 mm (bas).

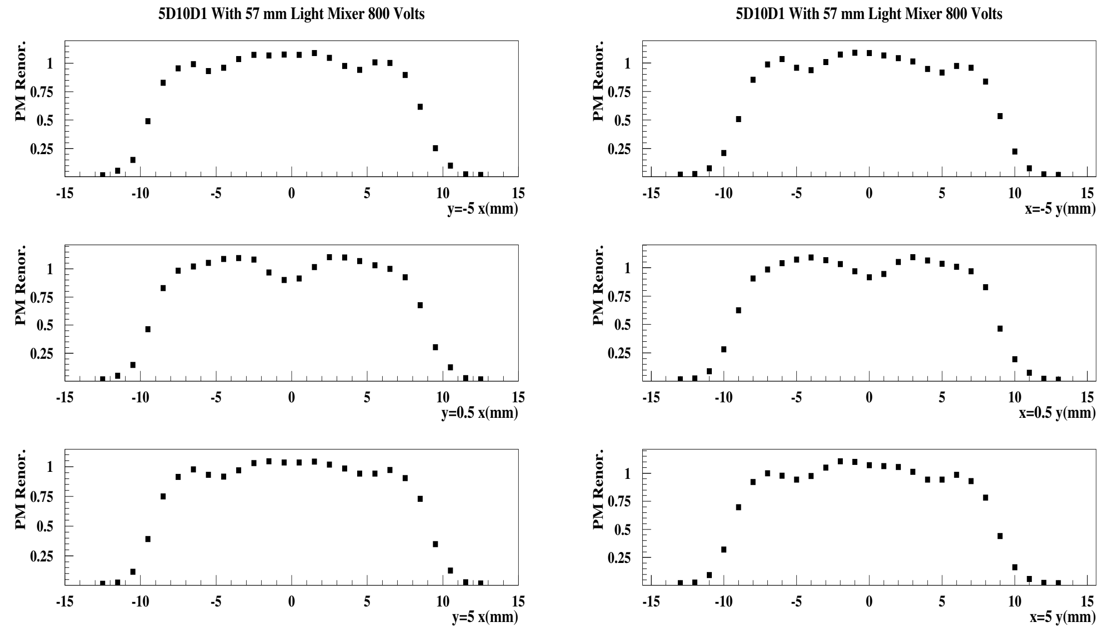


Figure 3.27: Analogue à la figure 3.25 pour un guide de 57 mm.

La figure 3.28 montre la répartition de la lumière sur la face de sortie du guide de 43 mm quand la fibre pointe vers le coin supérieur gauche de la face d'entrée du guide.

Configuration	MAX(S)	$< S >$	$\sigma_S / < S >$
Sans guide	732.	511.	0.168
Avec le guide de 43 mm	474.	449.	0.026
Avec le guide de 35 mm	483.	445.	0.042
Avec le guide de 30 mm	505.	459.	0.054

Tableau 3.3: Valeur maximale, valeur moyennne et résolution de la réponse d'un R5900 pour 3 longueurs différentes du guide.

Ce tableau résume les effets du guide de lumière. La réponse (MAX(S)) décroît de 732 à 474, mais la valeur la plus significative est la valeur moyenne ($< S >$) qui décroît de 13%, passant de 511 à 449. De plus, sur la fenêtre centrale de 16×16 mm^2 de la photocathode, la dispersion du signal passe de 17% à seulement 3%.

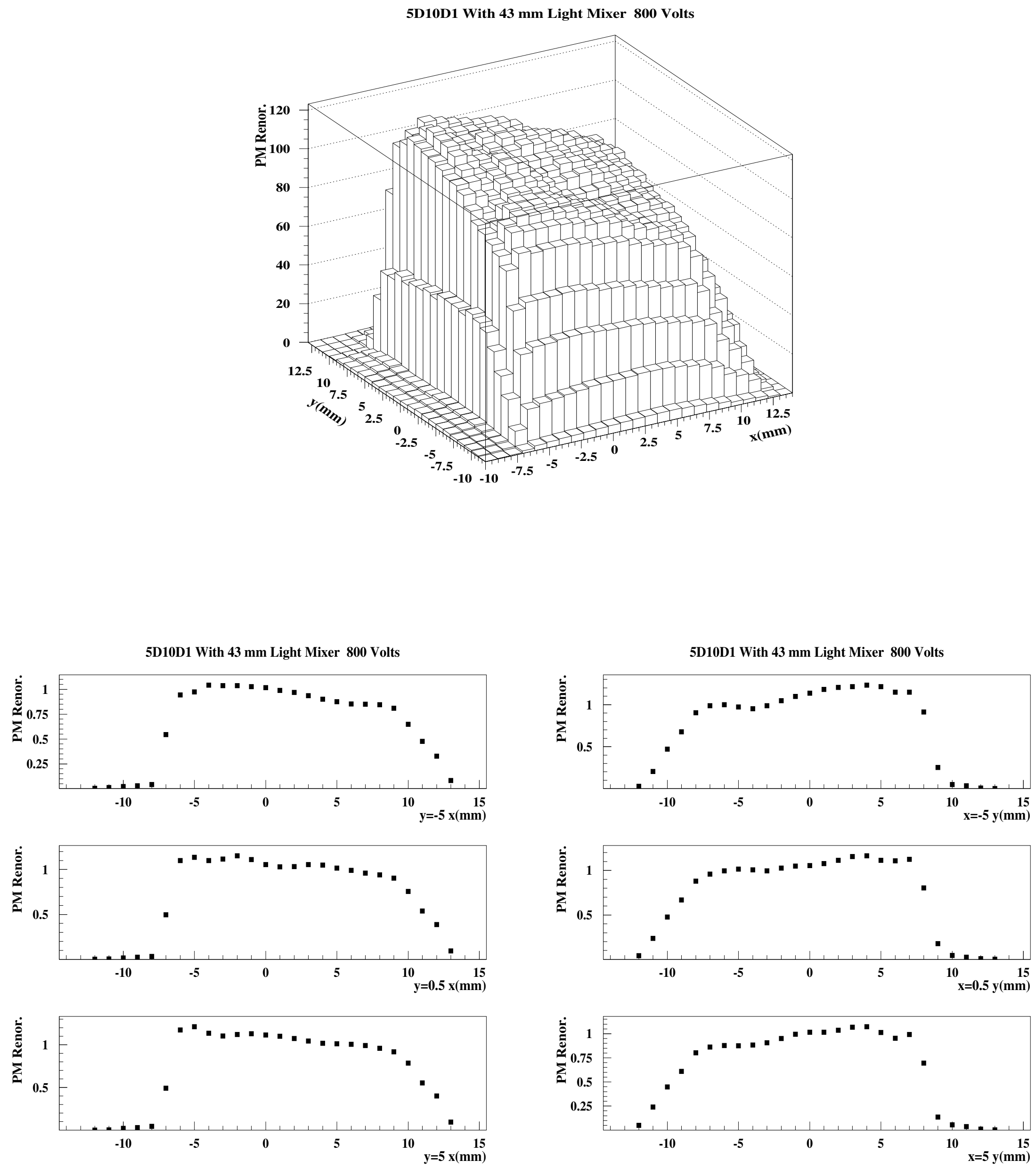


Figure 3.28: Analogue à la figure 3.25 avec un guide de 43 mm; ici la fibre qui illumine la photocathode pointe vers le coin supérieur gauche de la face d'entrée du guide.

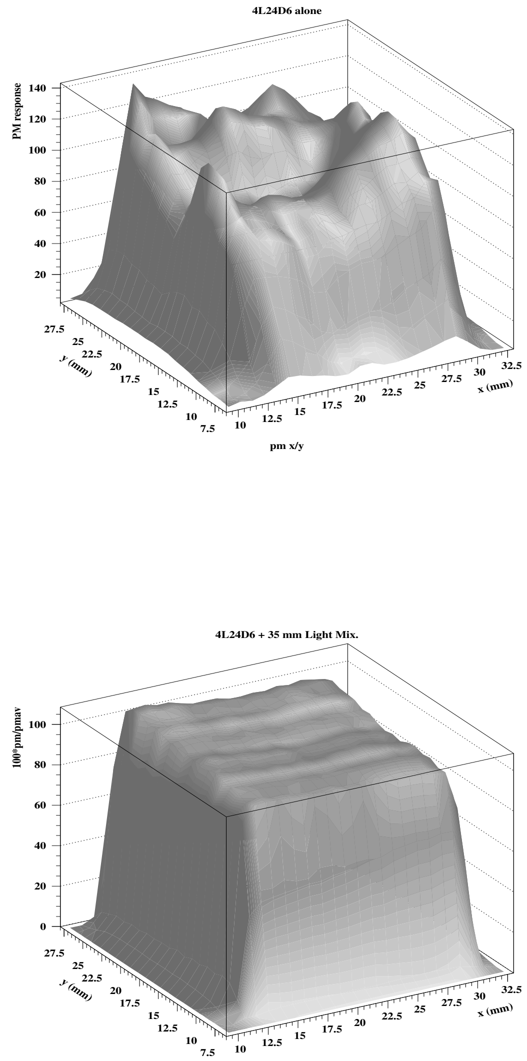


Figure 3.29: Uniformité spatiale d'un PMT typique
sans (haut) et avec (bas) le guide de 43 mm.

La figure 3.29 illustre la correction apportée par le guide de 43 mm à la réponse d'un PMT typique (4L24D6), elle montre l'uniformité spatiale avec le guide (à gauche) et sans (à droite). A présent le guide de lumière est fixé au PMT et le point lumineux est déplacé sur la face d'entrée du guide.

La figure 3.30 montre l'uniformité spatiale avec (en bas) et sans (en haut) le guide, en fonction de la coordonnée X (ou Y) pour trois valeurs fixes de Y (respectivement de X). Le centre physique de la photocathode dans notre système de coordonnées correspond à X=21 mm et Y=18 mm.

La figure 3.31 représente de façon plus quantitative la disperion de la réponse normalisée d'un PMT mesurée sur une fenêtre de 16×16 mm^2.

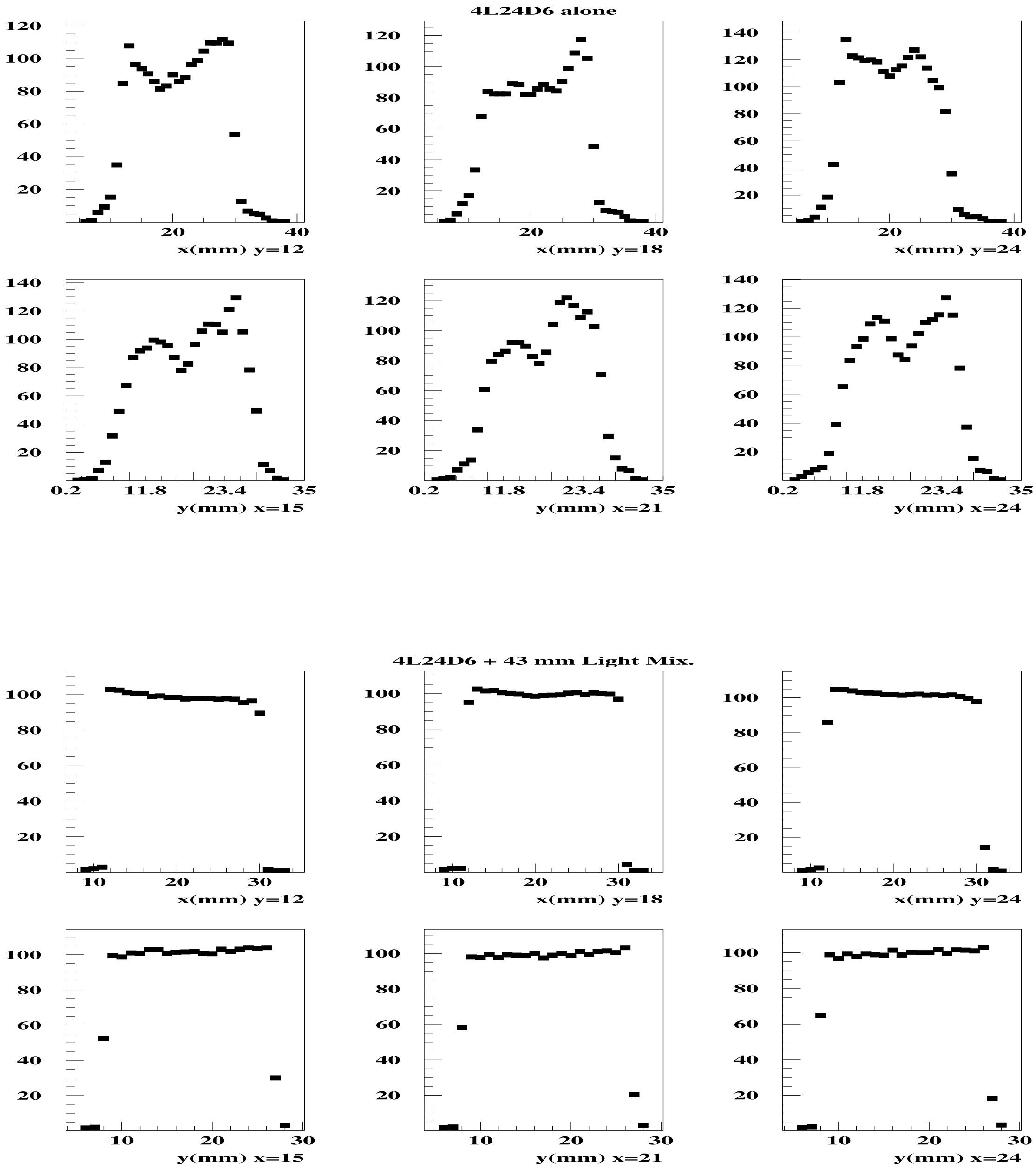


Figure 3.30: Uniformité spatiale d'un PMT typique
sans (gauche) et avec (droite) le guide de 43 mm.

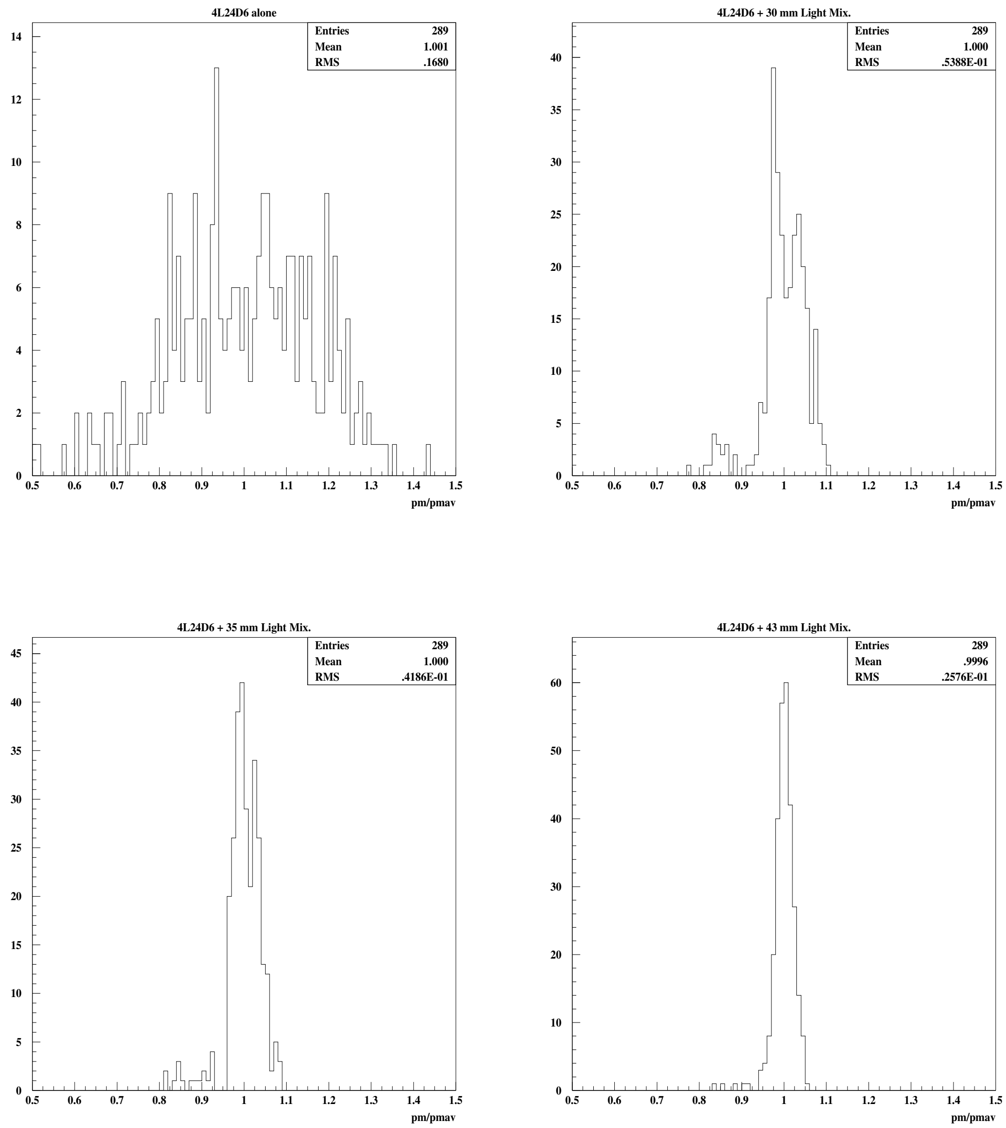
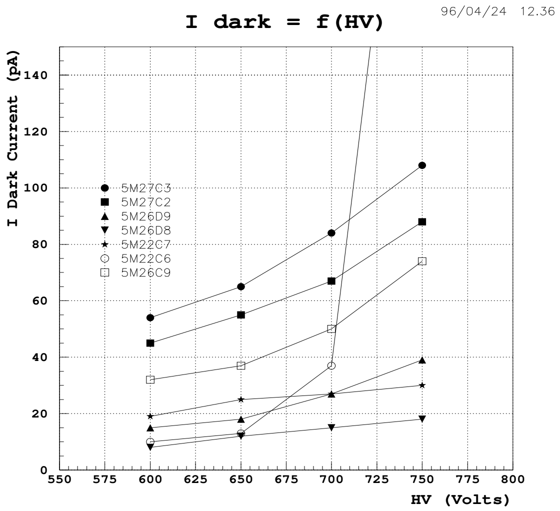


Figure 3.31: Distribution de la variation de la réponse d'un PMT mesurée par un balayage de la photocathode sur un carré de 16×16 mm^2 avec et sans (en haut à gauche) guide. La longueur des guides est de 30 mm (en haut à droite), 35 mm (en bas à gauche) et 43 mm (en bas à droite).

Courant d'obscurité

Cette quantité a été mesurée en fonction de la HT appliquée sur un lot de 65 PMTs destinés à équiper le "module 0" (cf Fig. 3.32). Il faut noter que ces mesures ont été effectuées pour tous les PMTs avec le même diviseur de tension alors qu'il serait plus judicieux de les faire pour chaque PMT avec son propre diviseur de tension.

La plupart des PMTs ont un courant d'anode dans l'obscurité inférieur à 100 pA si la HT est inférieure à 750 V. Cependant un des PMTs a un courant d'obscurité croissant rapidement au-delà de 700 V. On notera, à titre indicatif, que pour une HT du même ordre (725 V), ce PMT présente un gain de 10^5. Cette augmentation brutale du courant d'obscurité n'apparaît que sur 3 PMTs du lot précité.



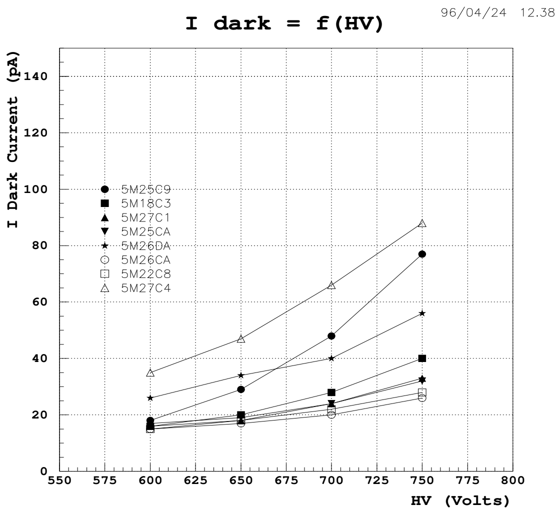


Figure 3.32: Courant d'obscurité d'un PMT en fonction de la HT appliquée.

Amplification

La détermination de la variation du gain d'un PMT en fonction de la HT appliquée est une opération complexe, elle est néanmoins indispensable car elle permet d'estimer la HT nécessaire pour initier le processus de calibration par la source de Cs.

La firme HAMAMATSU calcule l'amplification de ses PMTs par le rapport de la sensibilité lumineuse de l'anode à celle de la photocathode. Toutefois, pour déterminer les sensibilités lumineuses de l'anode et de la photocathode, il faut connaître l'intensité de la source de lumière utilisée. On peut faire l'hypothèse que cette source est d'intensité constante (ce qui est vrai sur un temps assez court). Dans ces conditions, le courant de photocathode, que nous noterons I_{pc}, vaut:

$$I_{pc} = L \times S_{pc}(v)$$

où L est le flux lumineux de la source, S_{pc} la sensibilité lumineuse de la photocathode mesurée en appliquant une tension v entre la photocathode et la première dynode.

En utilisant le pont diviseur complet et le même flux de lumière, le courant d'anode s'exprime par:

$$I_a(V) = G \times I_{pc}(v) = L \times S_a(V)$$

où G représente le gain du PMT, S_a la sensibilité lumineuse de l'anode mesurée en appliquant la HT globale V.

Notons que si v a la même valeur que la tension appliquée entre la photocathode et la première dynode par l'intermédiaire du pont diviseur, alors:

$$G = \frac{S_a(V)}{S_{pc}(v)} = \frac{I_a(V)/L}{I_{pc}(v)/L} = \frac{I_a(V)}{I_{pc}(v)}.$$

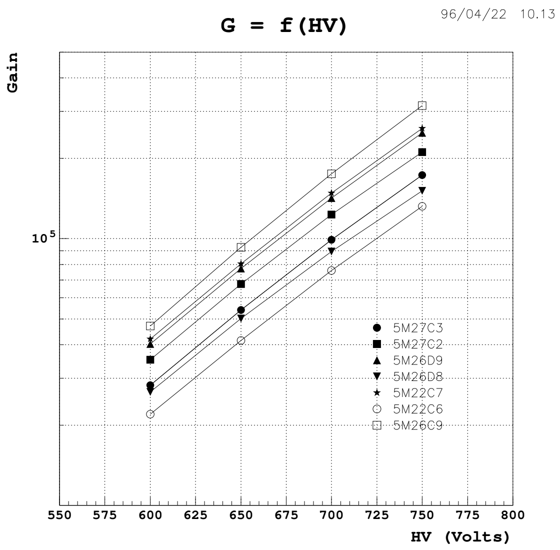
Une fois de plus, pour éviter les effets de la résistivité de la photocathode dans les mesures, on diminue le flux lumineux en interposant un filtre neutre d'atténuation T_a connue (500< T_a <1000). On a alors:

$$G = \frac{T_a \times I_a(V)}{I_{pc}(v)}.$$

Cette méthode a été appliquée à une série de quinze PMTs R5900 (du "module 0") de troisième génération, leur courbe d'amplification apparaissent à la figure 3.33. Ces résultats montrent qu'une amplification de 10^5 est atteinte pour une HT comprise entre 650 et 725 V. On notera qu'ils ont été obtenus en utilisant un pont diviseur spécial à trois étages.

Comme le montre la figure 3.34, toutes ces mesures ont été faites en utilisant un guide de lumière devant le PMT et un collimateur devant la LED pour éviter les problèmes de réflection.

La figure 3.35 montre la corrélation obtenue entre les mesures d'amplification faites à Clermont et celles d'HAMAMATSU. Les mesures de cette firme ont été réalisées dans des conditions un peu différentes: une HT de 800 V a été aplliquée suivant une répartition 1.5:1.5:1.5:1-1:0.5. C'est pourquoi nous avons corrigé leurs résultats d'un facteur 10 pour les comparer aux notres. Bien que cette correction soit quelque peu grossière, on peut observer une corrélation claire entre ces deux séries de mesures.



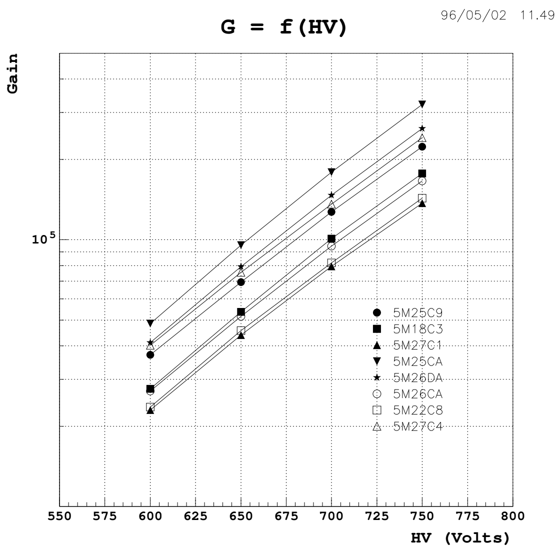


Figure 3.33: Amplification d'un ensemble de PMTs R5900 destinés au "module 0" du TICAL. La répartition de la HT se fait suivant: 2.5:2.5:1:1-1:2.5:2.5.

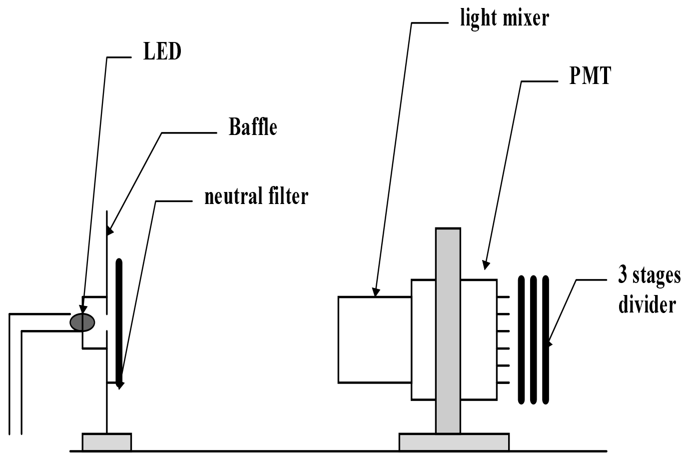


Figure 3.34: Dispositif expérimental utilisé pour les mesures d'amplification.

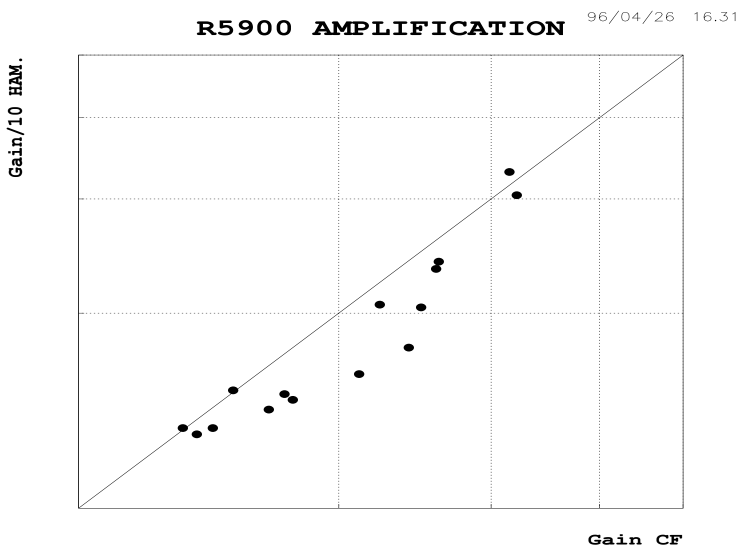


Figure 3.35: Corrélation entre les mesures d'amplification faites à Clermont et celles d'HAMAMATSU.

Linéarité

En général les PMTs délivrent un courant d'anode assez linéaire par rapport au signal lumineux incident et ce sur une large gamme d'intensité lumineuse. Cependant si l'éclairement est trop important, le courant d'anode perd sa linéarité. Cet phénomène est dû à l'effet de la charge charge d'espace ainsi qu'à la configuration du pont diviseur.

Dans ce dernier cas, le courant continu moyen I_a sortant de l'anode peut aussi affecter la linéarité du PMT. Si on suppose que les tensions sur les dynodes sont dérivées d'un pont résistif qui distribue une HT stabilisée, alors le courant d'anode I_a tend à réduire le potentiel entre la dernière dynode et l'anode. Cette variation peut être négligée dans le cas de faibles courants d'anode. Par contre, quand le flux de lumière incidente augmente, la distribution de la tension interdynode varie considérablement comme le montre la figure 3.36.

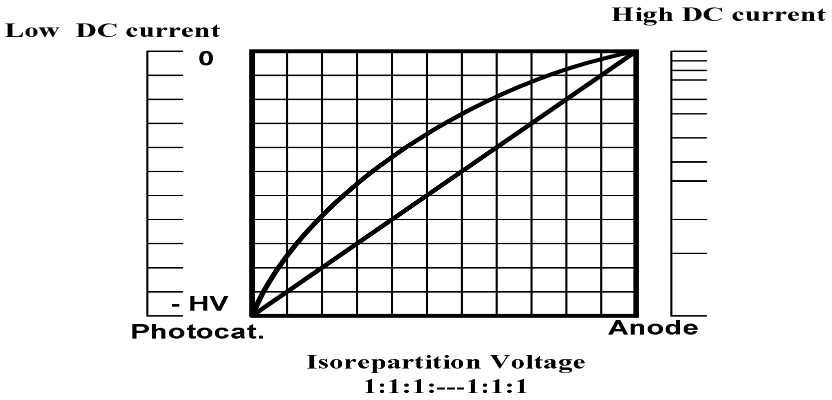


Figure 3.36: Equipartition de la HT pour les courants d'anode élevés.

Comme la différence de potentiel entre la photocathode et l'anode est fixée par la HT constante, la perte de tension entre les dynodes dans les derniers étages du multiplicateur est redistribuée sur les étages supérieurs. Ceci provoque une augmentation de l'amplification dans les premiers étages du multiplicateur.

Quand on éclaire un PMT en lumière pulsée, les impulsions lumineuses sont très brèves mais assez intenses. De ce fait, un courant intense traverse les derniers étages d'amplification augmentant la densité de charge au bout du multiplicateur. Pour cette raison la non-linéarité induite par la charge d'espace dépend aussi bien de la valeur maximale que de la largeur du courant d'anode. Une façon usuelle de s'affranchir de la charge d'espace est d'augmenter la tension entre les dernières dynodes, ce qui réduit la charge d'espace et améliore la linéarité du PMT. Toutefois cette correction est limitée par la valeur de la tension maximale applicable entre deux dynodes.

La figure 3.37 illustre le dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la linéarité en mode pulsé. Une LED fonctionnant en mode doublement pulsé délivre des impulsions de grande et de petite amplitudes. Le rapport entre les amplitudes de ces impulsions est constant et vaut à peu près 4. La distance entre la LED et le PMT peut être ajustée de sorte à choisir le flux lumineux arrivant sur la photocathode. Les signaux de sortie du PMT correspondant aux grandes et aux petites impulsions sont respectivement les charges Q_1 et Q_2. Appelons Q_{01} et Q_{02} les charges correspondant au flux lumineux le plus faible, c'est-à-dire à la plus grande distance entre la LED et le PMT. Le rapport Q_{02}/Q_{01} peut être utilisé comme référence.

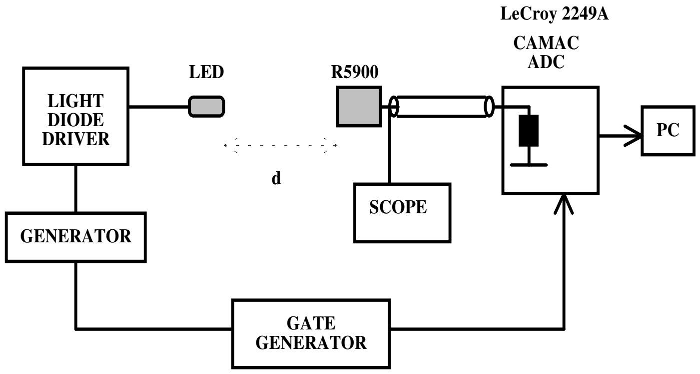


Figure 3.37: Dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la linéarité.

Quand on rapproche la LED du PMT, le courant du PMT augmente et commence à dévier de la linéarité. La saturation du PMT affectera d'abord le courant I_{p2} correspondant à l'implusion de grande amplitude. Par conséquent, le rapport entre deux charges enregistrées sera inférieur à la valeur de référence:

$$Q_2/Q_1 < Q_{02}/Q_{01}.$$

La non-linéarité relative correspondante du PMT est estimée par la formule:

$$D(\%) = 100 \times \frac{(Q_2/Q_1) - (Q_{02}/Q_{01})}{(Q_{02}/Q_{01})}.$$

Cette estimation ne s'applique pas si le PMT fournit une réponse non-linéaire à une implusion de petite amplitude.

Donc pour chaque position de la LED, nous avons mesuré le quotient de charges précédent en utilisant un ADC CAMAC LECROY 1109. A l'aide d'un oscilloscope digital en mode moyenné, nous avons mesuré le courant d'anode à partir de l'amplitude d'une impulsion large de 30 ns et nous en avons déduit le courant I_{p2}.

Pour les premiers tests réalisés avec le dispositif de la figure 3.37, ont révélé quelques perturbations sur les signaux de faibles amplitudes qui nécessitent l'utilisation d'un pré-amplificateur. Nous considérons donc qu'il n'y a pratiquement pas de non-linéarité pour des courants d'anode inférieurs à 5 mA et nous avons commencé nos mesures pour des courants d'intensités supérieures. Nous avons vérifié l'hypothèse précédente en mesurant la linéarité pour de faibles courants pré-amplifiés. Ensuite, nous avons mesuré la linéarité pour des courants importants (sans pré-amplificateur), en prenant le soin d'avoir une zone de recouvrement entre ces deux séries de mesures. Les résultats, tous obtenus avec une HT de 800 V, apparaissent sur la figure 3.38. Ils confirment le fait que le point où le courant d'anode vaut 5 mA peut servir de référence pour les mesures de linéarité.

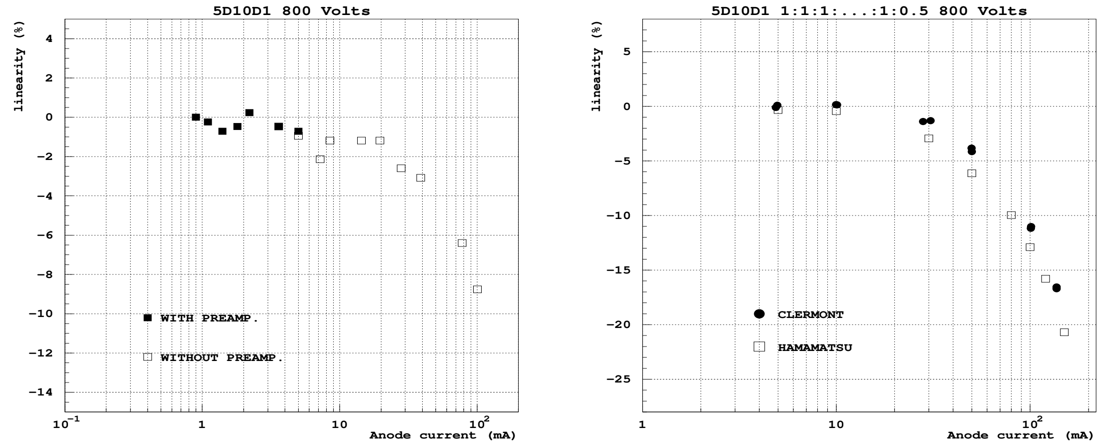


Figure 3.38: Linéarité d'un PMT en fonction du courant d'anode. Sur la gauche, les carrés noirs correspondent aux mesures faites sans pré-ampli., contrairement aux carrés blancs. Sur la droite, comparaison entre des mesures faites à Clermont et HAMAMATSU. La HT vaut 800 V et est équi-répartie.

La méthode utilisée par HAMAMATSU pour mesurer la linéarité des PMTs est à peu près équivalente de celle que nous avons appliqué. En fait, HAMAMATSU a calculé la déviation à la linéarité en utilisant directement le courant d'anode et pas la charge. Toutefois, il faut garder à l'esprit que la non-linéarité peut apparaître sur le signal correspondant à l'impusion de faible amplitude tant en charge qu'en courant.

La figure 3.39 montre la comparaison entre les mesures de linéarité faites à Clermont et celles d'HAMAMATSU. Dans les deux cas la HT vaut 800 V et pour le pont diviseur d'HAMAMATSU la répartition interdynode est 1:1:...:1:0.5. Dans le dispositif clermontois, un guide de lumière de 43 mm de long a été placé devant le PMT. Par contre, les ingénieurs d'HAMAMATSU ont utilisé un diffuseur de lumière entre la LED et le PMT.

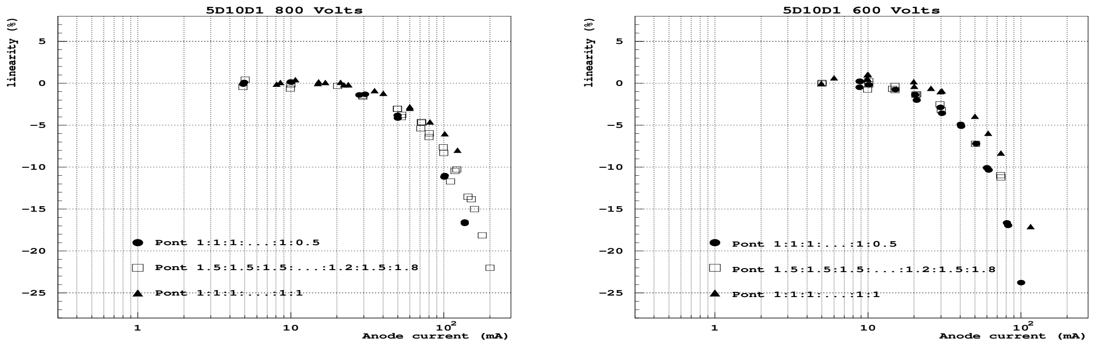


Figure 3.39: Analogue à la figure 3.38 pour les répartitions: 1.5:1.5:1.5:1:...:1.2:1.5:1.8 (carrés blancs), 1:1:1:...:1:1:0.5 (ronds noirs) et 1:1:1:...:1:1:1 (triangles noirs). La HT est de 800 V (gauche) ou de 600 V (droite).

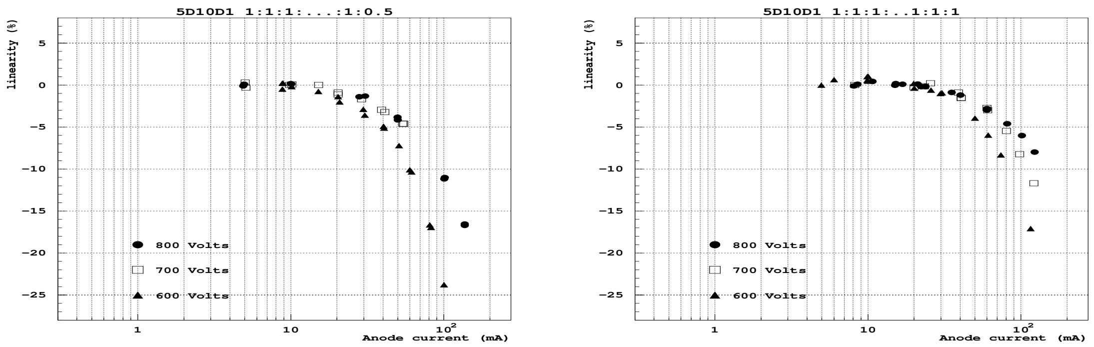


Figure 3.40: Analogue à la figure 3.38 pour les répartitions: 1:1:1:...:1:1:0.5 (gauche) et 1:1:1:...:1:1:1 (droite). La HT est de 600, 700 ou 800 V resp. pour les triangles, les carrés et les ronds.

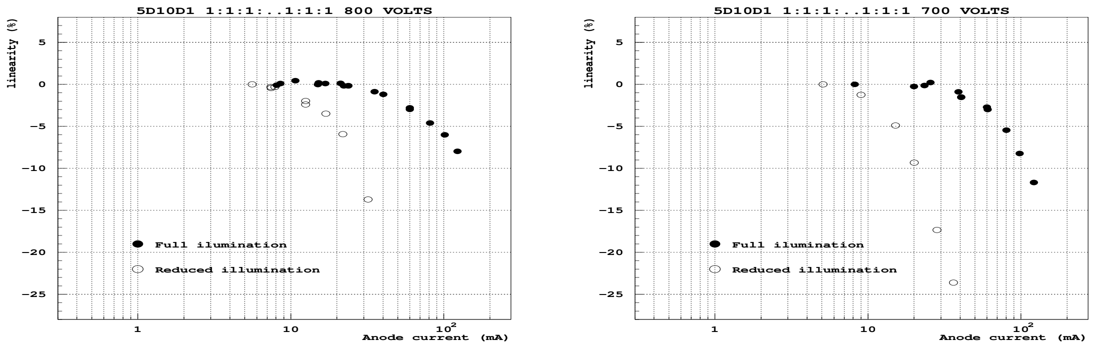


Figure 3.41: Analogue à la figure 3.38 pour des HT de 700 (droite) et 800 V (gauche). Les ronds blancs correspondent à une illumination réduite de la photocathode et les noirs à une illumination non-atténuée.

Les résultats précédents montrent que quand les PMTs fonctionnent avec un gain de 10^6 et une équipartition de la HT, un intervalle de 2% en linéarité correspond à un courant d'anode de 30 mA. Ceci est conforme aux caractéristiques annoncées par HAMAMATSU.

De plus, cette limite dépend peu de la répartition interdynode, mais varie naturellement en fonction du gain du PMT. Il y a également une dépendance en fonction de l'incidence de la lumière sur la photocathode. Donc, dans ces conditions, nous avons réduit la zone éclairée de la photocathode en utilisant un guide de lumière plus petit (5×5 mm^2). Mais cela a dégradé la linéarité surtout pour les faibles HT. La raison est que pour ce type de multiplicateur, l'amplificateur est rès localisé dans le plan transversal. Cette forte localisation implique un effet important de charge d'espace qui, comme nous l'avons vu, affecte la linéarité. Il est clair que cet effet ne peut être corrigé par l'intensité du champ électrique. C'est pourquoi, nous avons utilisé un guide de $43 \times 18 \times 18$ mm^3 devant la photocathode.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, la méthode précédente de mesure de linéarité présente un gros désavantage en ce qu'elle ne fournit pas de référence directe pour le flux de lumière incidente: si ce dernier est trop élevé, alors les signaux correspondant à des impulsions de faibles amplitudes peuvent être entachés de non-linéarité. Cette raison nous a poussé à adopter une autre méthode pour ces mesures de linéarité: nous avons utilisé comme source de lumière un laser (YLF), celui qui sert à la calibration et au contrôle des PMTs sur les prototypes du TICAL. Les principales caractéristiques de ce laser sont décrites dans le tableau 3.4, tous les détails supplémentaires figurent dans la référence [4].

Caractéristiques du faisceau	
Longueur d'onde (nm)	523
Puissance max. de la pompe (W)	2×1
Energie max. par impulsion (μJ)	2×20
Largeur d'une impulsion (ns)	< 15
Diamètre du faisceau (mm)	0.58
Divergence du faisceau (mrad)	0.7
Stabilité du faisceau	
Dispersion de l'énergie	4%

Tableau 3.4: Principales caractéristiques du faisceau laser.

Notre source de lumière est désormais un laser solide (YLF) doublé en fréquence qui peut être déclenché et modulé par des commandes extérieures entièrement gérées par ordinateur. Les impulsions qu'il délivre sont similaires à celles que fournissent des particules dans le TICAL.

Le laser fournit 16 impulsions ajustées d'intensité croissante qui s'étendent sur toute la gamme dynamique du PMT. Rappelons que l'intensité de chaque impulsion est mesurée par des photodiodes [1] et que la stabilité de ces dernières et de leur pré-amplificateur est controlée par une source radioactive α d'américium. [2]

Un petit condensateur est monté en parallèle des photodiodes et permet d'injecter des charges pour la calibration des pré-amplificateurs des photodiodes. Par ce biais on peut calibrer l'électronique en amont des photodiodes.

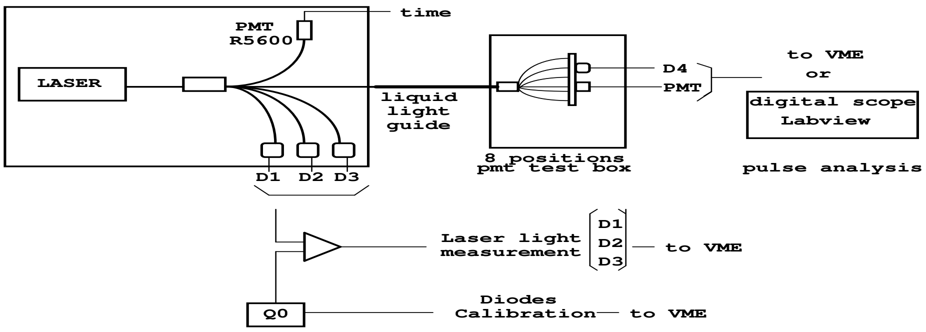


Figure 3.42: Le système laser utilisé comme source de lumière modulable et ajustable pour les mesures de linéarité.

Ce système laser peut donc fonctionner suivant différents modes:

• l'un pour la mesure des piédestaux des photodiodes dans le système d'acquisition laser et dans l'acquisition générale,

• un autre pour la calibration des photodiodes par la source α,

• un pour la linéarité des photodiodes par injection de charges calibrées et

• un mode normal pour la génération de 16 impulsions d'intensités différentes commandées par VME.

Il nous faut mentionner ici la panne de l'une des deux diodes excitant le YLF qui a limité la gamme dynamique accessible au laser lors de ces tests. En outre cette limitation n'affectait pas uniquement l'intensité des impulsions mais également leur largeur puisque ces deux grandeurs sont directement corrélées dans ce système laser, comme le montre le tableau suivant.

Amplitude des impulsions (u.a.)	140	150	160	170	180	190	200	210	220	230
Largeur des impulsions (ns)	45	38	33	28	26	24	23.5	23	23	22.5

Tableau 3.5: La largeur des impulsions laser en fonction de leur amplitude. La gamme dynamique complète s'étend entre 130 et 230 unités arbitraires.

[1] de grandes photodiodes PIN HAMAMATSU S2662 en silicium

[2] 85% de ces α ont une énergie de 5.486 MeV

La figure 3.43 montre un train 16 pics laser enregistrés par une des photodiodes (D1) et par le PMT testé. Ce PMT, de deuxième génération, était alimenté par une HT de 710 V avec une équipartition de la HT entre les dynodes. Cette valeur de la HT correspond approximativement à un gain de 10^5. Les pics ont été ajustés pour couvrir toute la gamme dynamique. Grâce à la bonne efficacité quantique et à l'importance du flux de lumière incident, le spectre des photodiodes (figure du haut) donne une meilleure résolution en énergie que le spectre des PMTs (figure du bas).

Pour une amplitude laser donnée, il y a des fluctuations d'un pic à l'autre. Ces fluctuations élargissent les 16 pics, mais la mesure de ces pics événement par événement permet une comparaison point par point des signaux des PMTs et des photodiodes.

Comme le gain des PMTs est connu, la charge à leur anode peut s'exprimer directement en fonction du nombre de photoélectrons avant l'amplification. C'est ce qui fait à la figure 3.44 où est représenté le rapport PMT/D1 en fonction du nombre de photoélectrons avant l'amplification.

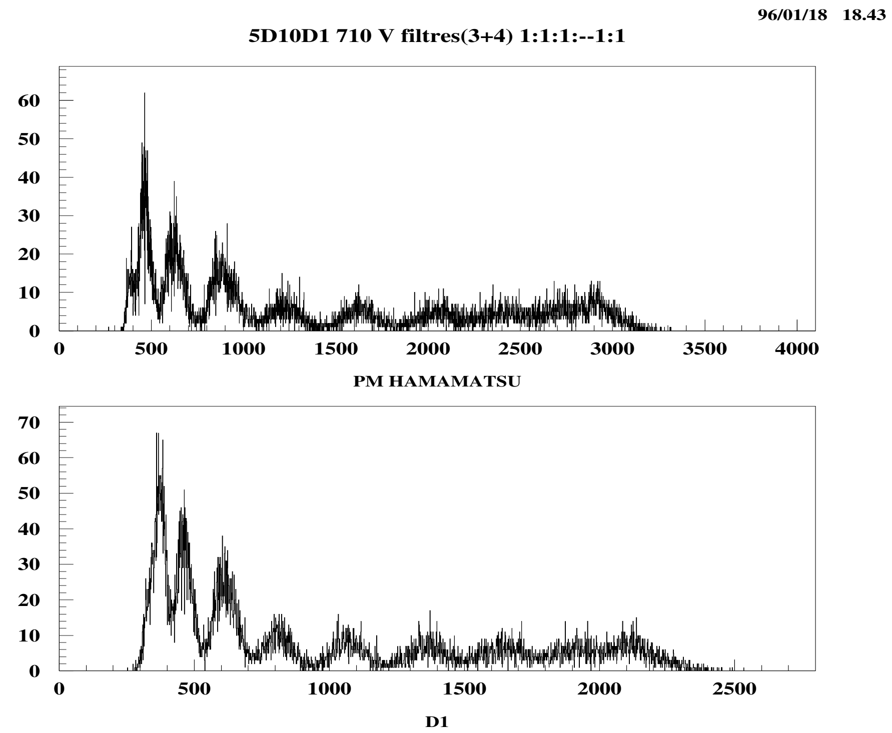


Figure 3.43: Train de 16 impulsions laser mesurées par le PMT (haut) et par la photodiode (bas).

La figure 3.45 montre le rapport PMT/(1.685*D1) en fonction du nombre de photoélectrons avant amplification avec différentes répartition de la HT.

De cette façon, en minimisant la non-linéarité du PMT, il a été possible d'optimiser la répartition de la HT. Les proportions interdynodes optimales sont 2.5:2.5:1...1:2.5:2.5. La figure 3.46 montre, en fonction du courant d'anode, la non-linéarité du PMT alimenté avec la répartition optimale de la HT.

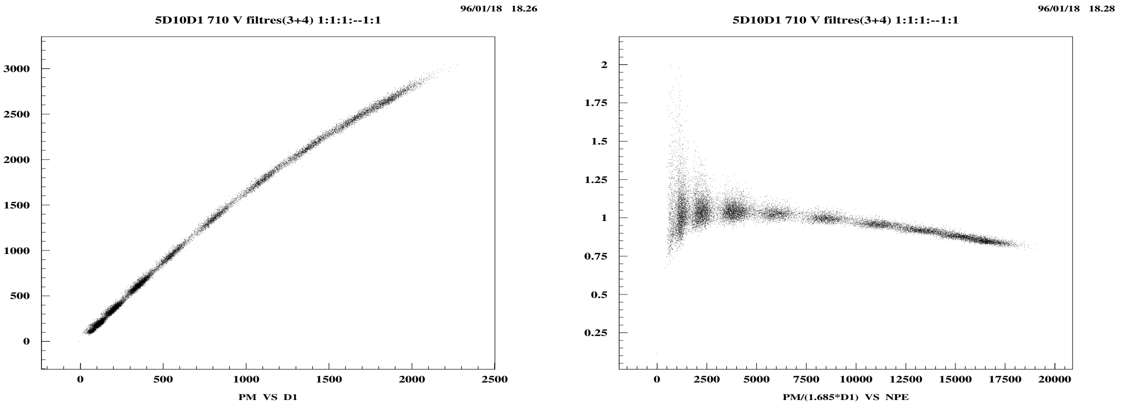


Figure 3.44: Le rapport PMT/D1 (gauche) et PMT/(1.685*D1) (droite) en fonction du nombre de photoélectrons avant amplification.

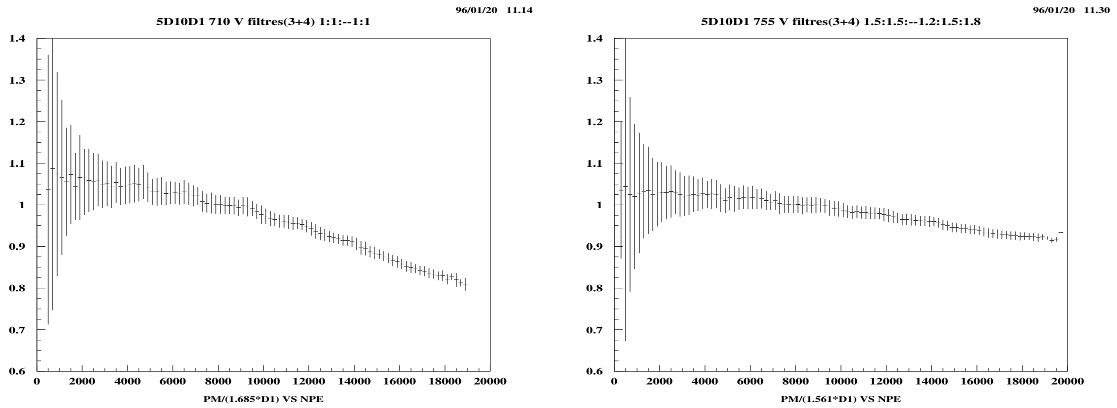


Figure 3.45: Le rapport PMT/(1.685*D1) en fonction du nombre de photoélectrons avant amplification avec une HT équirépartie (gauche) ou répartie suivant 1.5:1.5:...:1.2:1.8 (droite).

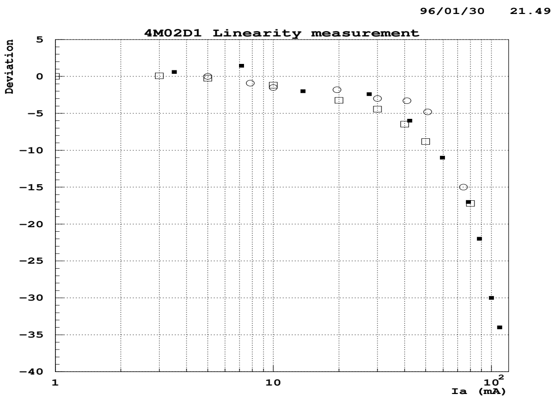


Figure 3.46: Non-linéarité d'un PMT en fonction du courant d'anode.

3.2.4 Conclusion

En conclusion, nous pouvons dire que les PMTs R5900 satisfont pleinement aux spécifications du TICAL. De plus, ils présentent un certain nombre d'avantages par rapport à des PMTs classiques, qui tiennent essentiellement à leur compacité et à leur tension d'alimentation relativement faible.

Par ailleurs, on pourra vérifier dans la référence [8] que, sur d'autres aspects tels que la tenue aux radiations, le blindage magnétique,... les PMTs R5900 sont très bien adaptés aux exigences de la lecture du TICAL.

Références

[1] "Monte-Carlo results on the design of light guides for scintillating fiber calorimeters", University of Virginia, Charlottesville, Va 22901 USA

[2] P. Brette et S. Poirot, "Light guide simulation", TILECAL General Meeting (CERN), Tilecal-TR-005 (1994)

[3] F. Bergsma, "Estimation of the magnetic field in PM-cavities and tiles of the ATLAS tile-calorimeter", Atlas Internal Note, TILECAL-No-26 (1994)

[4] Z. Ajaltouni et al., "The TILECAL laser monitoring", Atlas Internal Note, TILECAL-No-39 (1994)

[5] H. Plothow-Besch, "First study of the absolute energy calibration of the Atlas hadron calorimeters using isolated single hadrons", Atlas Internal Note, PHYSICS-No-67 (1995)

[6] P. Brette, "Possibilité de recherche d'une stucture composite des quarks dans l'expérience ATLAS à partir des jets: aspects physiques et expérimentaux", Thèse soutenue à Clermont-Fd en avril 1996

[7] HAMAMATSU Tentative Data, "Metal package photomultiplier tube R5900", HAMAMATSU Photonics K. K. Electron Tube Center (1995)

[8] G. Montarou et al., "Study of R5900 phtomultipliers for the TILE calorimeter", Atlas Internal Note, TILECAL-No-XX (1996) (en préparation).

Chapitre 4

La recherche des paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ dans le canal trilepton

4.1 La recherche à basse luminosité

Dans un premier temps, nous avons choisi d'effectuer l'analyse à haute énergie ($\sqrt{s}$ =14 TeV) mais à basse luminosité ($\mathcal{L} = 10^{33}cm^{-2}s^{-1}$). Dans ces conditions, l'empilement des événements est un phénomène tout à fait négligeable.

4.1.1 Les caractéristiques du signal

Le signal, constitué par le processus $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \to 3\ell + p_T^{miss}$, a un certain nombre de propriétés caractéristiques. Il contient 3 leptons "durs" et de l'énergie transverse manquante due au neutrino et aux deux LSPs. Il contient nécessairement une paire de leptons de mêmes saveurs ("Same Flavor" ou SF) mais de signes opposés ("Opposite Sign" ou OS) qui proviennent de la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$ et est caractérisé par une faible activité hadronique. En effet, la seule source de hadrons dans ce processus est l'éventuelle émission d'un gluon dans l'état initial:

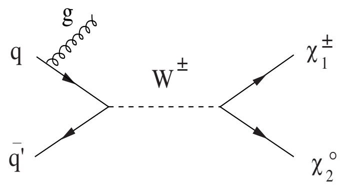


Figure 4.1: Emission d'un gluon dans l'état initial à la production du signal.

On s'attend donc à trouver des leptons isolés (c'est-à-dire sans débris hadroniques adjacents) ainsi que d'éventuels jets de hadrons d'impulsions transverses et de multiplicité vraisemblablement limitées. Les histogrammes suivants quantifient ces caractéristiques du signal. Y sont représentées différentes variables correspondant au signal généré avec les paramètres: $m_{\tilde{g}} = -\mu = 200\ GeV$, $m_{\tilde{q}} = 220\ GeV$ et $tan\beta = 2$; les entrées sont exprimées en unités arbitraires.

La figure 4.2 montre les distributions des impulsions transverses des trois leptons les plus durs sélectionnés dans chaque événement. Nous les noterons l_1, l_2 et l_3 par ordre d'impulsion transverse décroissante.

La figure 4.3 nous montre que ces leptons sont effectivement bien isolés puisque l'énergie transverse hadronique receuillie dans un cône de demi-angle $\Delta R = 0.3$ autour de leur direction est généralement inférieure à 10 GeV.

La figure 4.4 révèle qu'ils ont une très légère tendance à être centraux en η et nous pouvons observer le spectre d'impulsion transverse manquante due au neutrino et aux LSPs sur la figure suivante.

Enfin, les figures 4.6 et 4.7 dévoilent une faible activité hadronique puisque la multiplicité en jets est assez faible dans la plupart des événements et que les jets en question sont relativement mous.

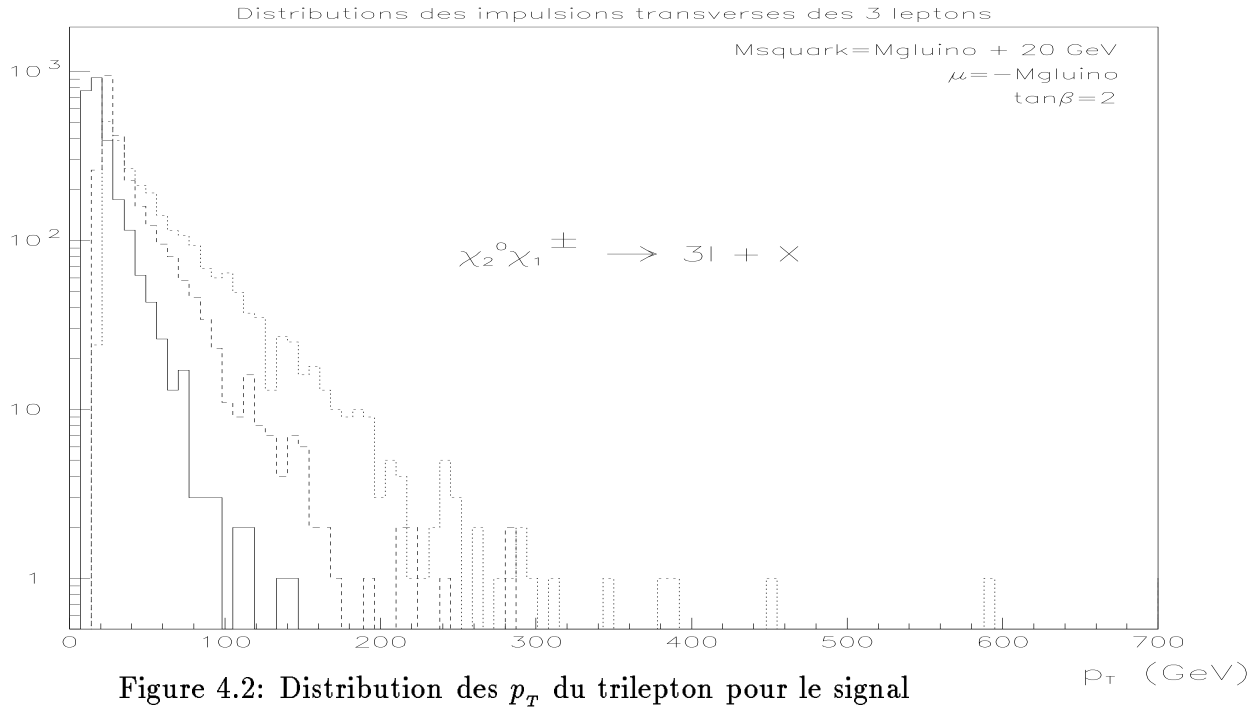


Figure 4.2: Distribution des p_T du trilepton pour le signal avec $p_T(l_1)$ en pointillés, $p_T(l_2)$ en tirets et $p_T(l_3)$ en trait plein.

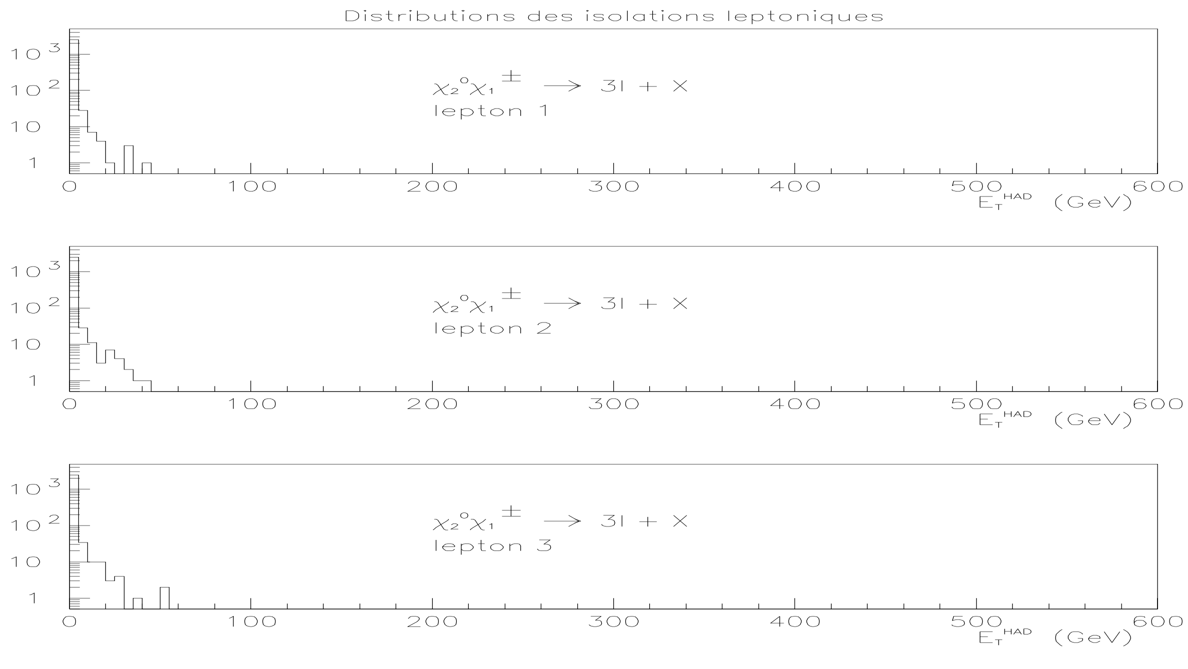


Figure 4.3: Distributions des E_T^{had} contenues dans le cône autour des trois leptons sélectionnés: le lepton le plus dur (en haut), le lepton intermédiaire (au milieu) et le plus mou (en bas).

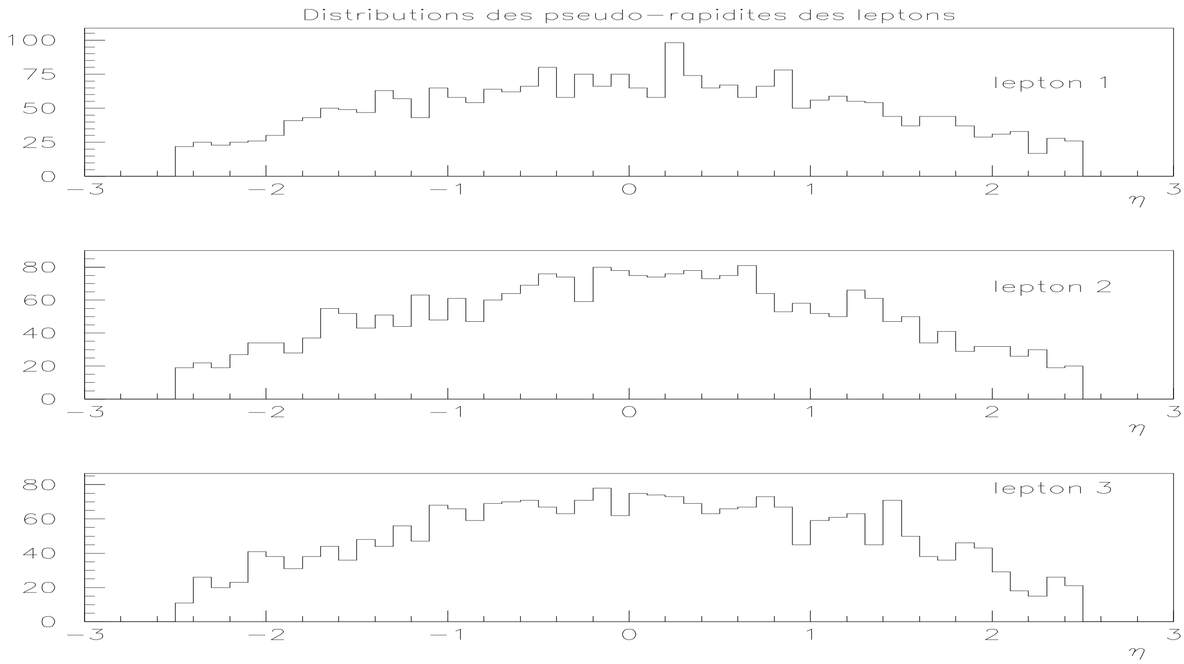


Figure 4.4: Distributions des η des trois leptons sélectionnés pour le signal.

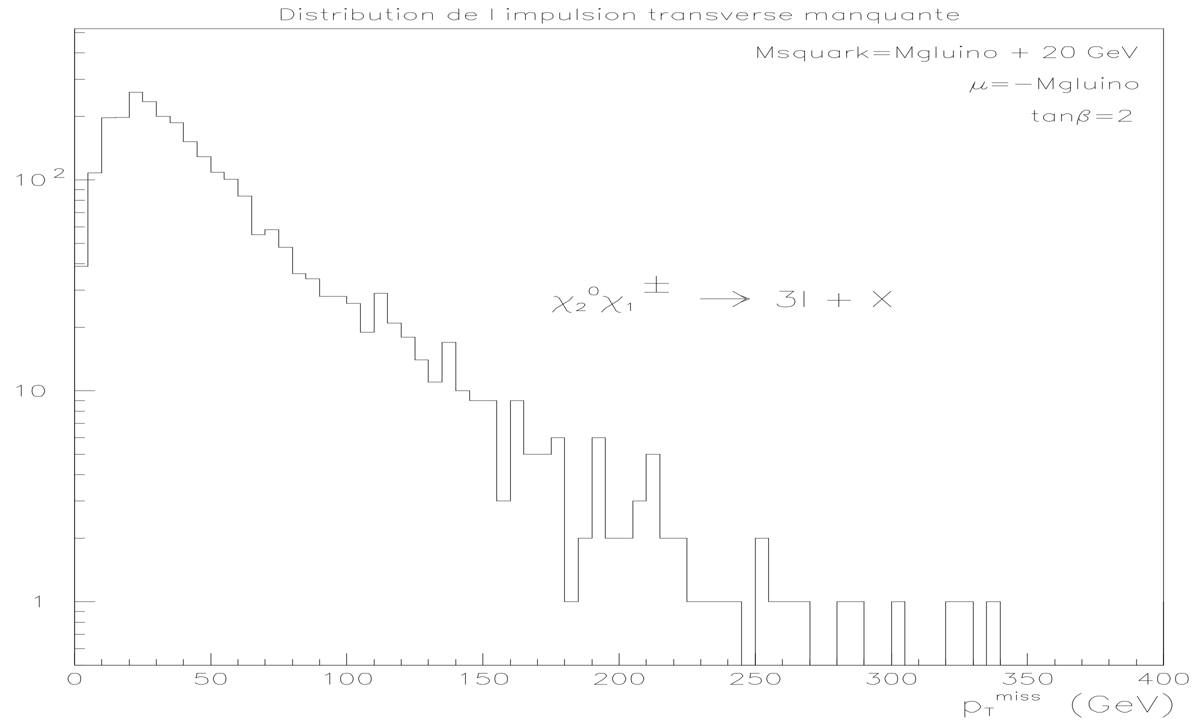


Figure 4.5: Distributions du p_T^{miss} pour le signal.

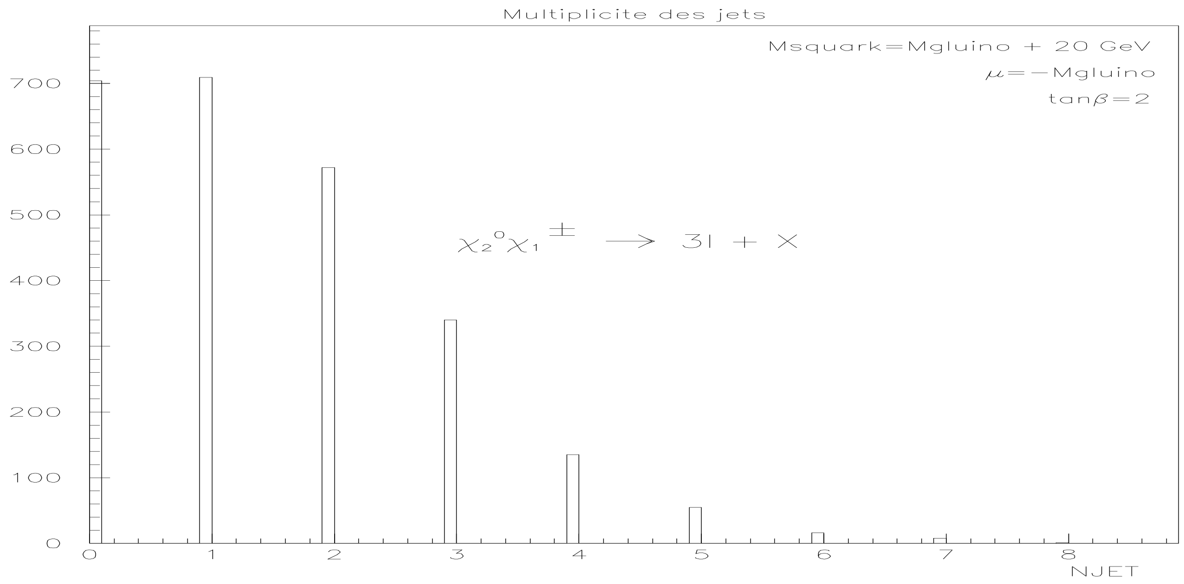


Figure 4.6: Distribution de la multiplicité des jets pour le signal.

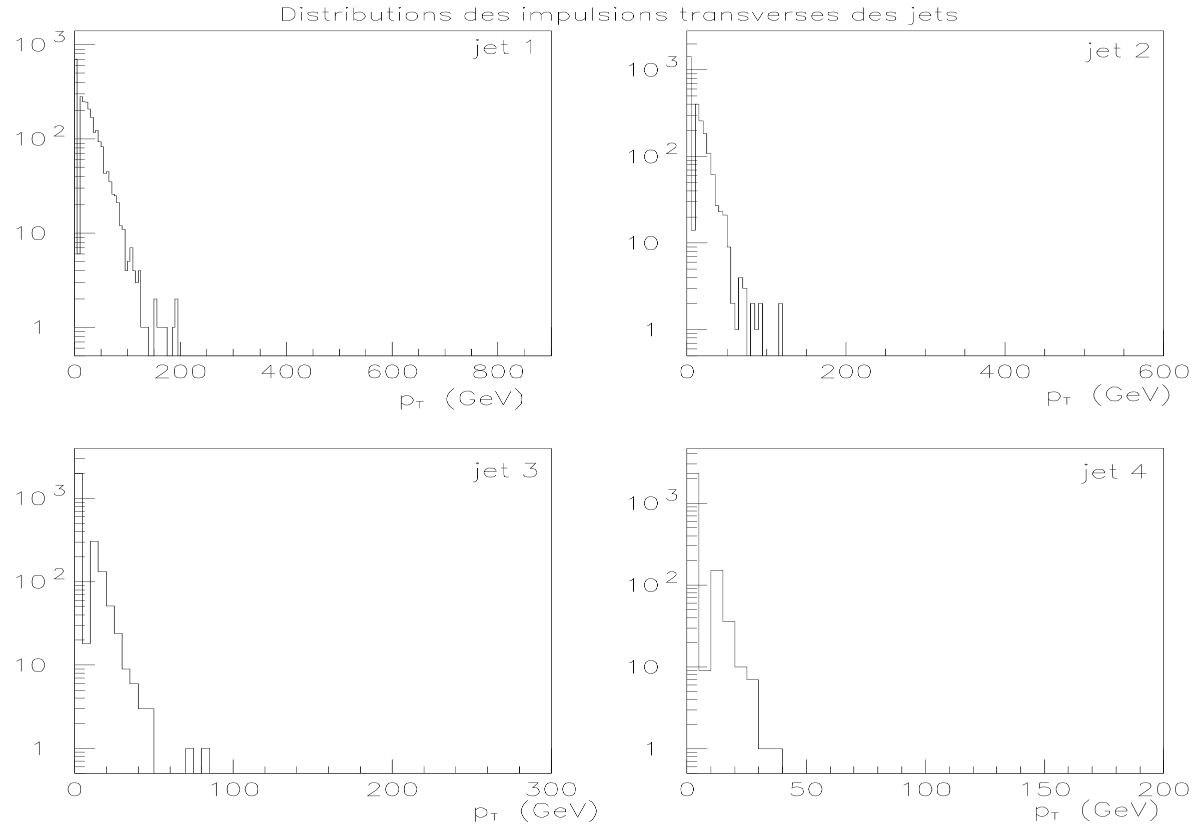


Figure 4.7: Distributions des p_T des 4 jets les plus durs pour le signal.

4.1.2 Les bruits de fond

L'état final 3ℓ+p_T^{miss} peut être produit par des processus du MS mais aussi par nombre de processus du MSSM, tous ces processus constitueront autant de bruits de fond. En voici une brève description:

• Les bruits de fond du MS:

D'abord il y a ceux qui sont dus aux désintégrations leptoniques de paires de bosons intermédiaires faibles: WZ ou ZZ$\rightarrow$ $3\ell + X$. Dans les collisions hadroniques, ces processus sont produits par les mécanismes suivants:

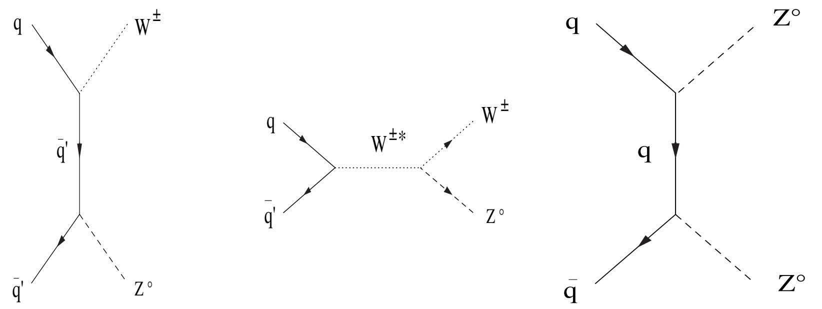


Figure 4.8: La production de paires de bosons élctrofaibles.

qui se désintègrent leptoniquement dans les modes: WZ et ZZ

$l^{\pm}\nu \hookleftarrow \;\; \hookrightarrow l^{\pm}l^{\mp}$, $\;\; l^{\pm}l^{\mp} \hookleftarrow \;\; \hookrightarrow l^{\pm}l^{\mp}$.

Ensuite, il y a les bruits de fond dus aux désintégrations semi-leptoniques des quarks lourds: $t\bar{t}$, $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ *ou* $Zb\bar{b} \rightarrow 3\ell + X$. Les paires $t\bar{t}$ ($b\bar{b}$ *ou* $c\bar{c}$) sont formées par fusion de gluons ou par annihilation $q\bar{q}$:

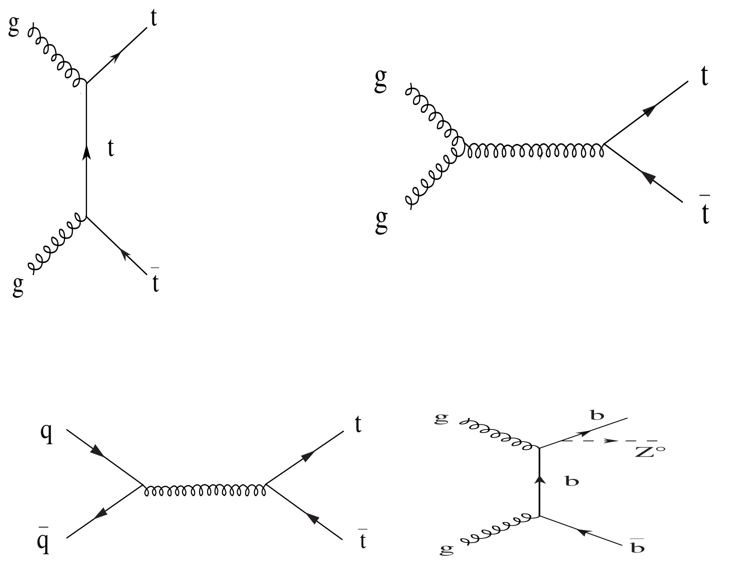


Figure 4.9: La production de $t\bar{t}$ et de $Zb\bar{b}$.

Les modes trileptons sont respectivement: $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t} \to 3\ell + p_T^{miss}$:

$l^\pm l^\mp \hookleftarrow \quad \hookrightarrow l^\pm \nu$

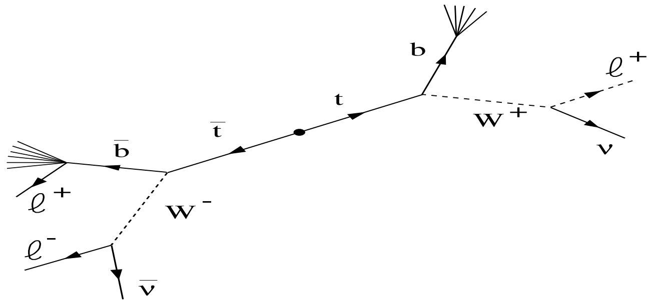


Figure 4.10: La désintégration du $t\bar{t}$ en trois leptons.

Il en est de même pour le $b\bar{b}$ et le $c\bar{c}$ à ceci près que les $W^\pm$ échangés sont virtuels.

• Les sources de trileptons du MSSM sont de trois types:

. la production de paires de sparticules à interaction forte: $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{g}$ et $\tilde{q}\tilde{q}$ qui sont produites dans des interactions de QCD supersymétriques:

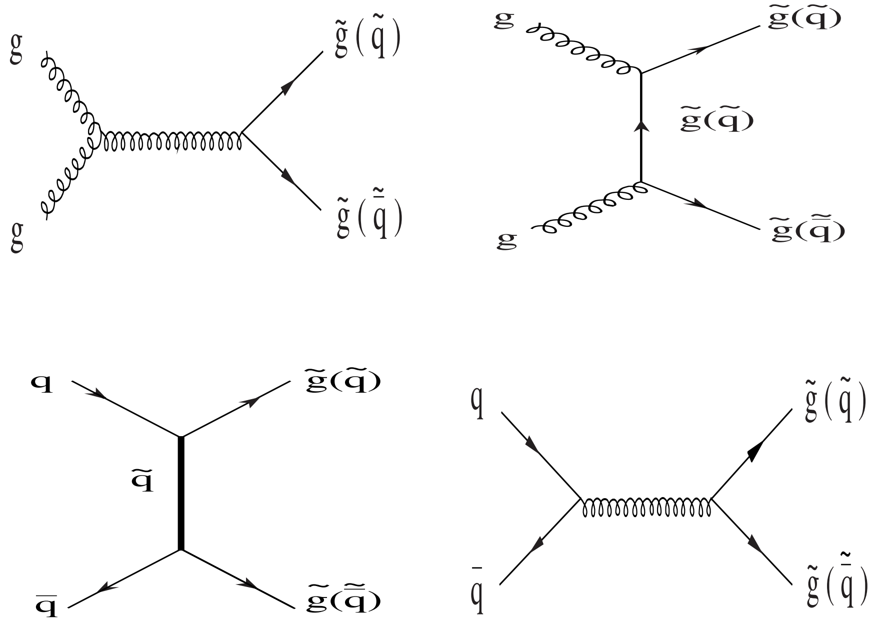


Figure 4.11: La production de paires de sparticules sensibles à l'interaction forte.

et se désintègrent par $\tilde{g} \to g + \tilde{\chi}_j^0$ ou par:

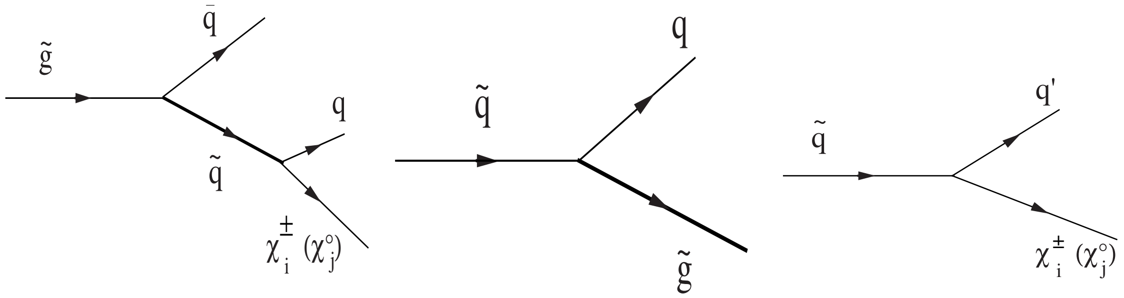


Figure 4.12: Modes de désintégration des gluinos et des squarks.

. la production associée d'un chargino ou d'un neutralino avec un squark ou un gluino, nous appellerons (un peu abusivement) jaugino-squark et jaugino-gluino ces processus et ils seront notés respectivement $\tilde{G}\tilde{q}$ et $\tilde{G}\tilde{g}$. Les paires $\tilde{G}\tilde{q}$ sont principalement produites par fusion quark-gluon alors que les paires $\tilde{G}\tilde{g}$ le sont exclusivement par annihilation $q\bar{q}$;

. les paires de sleptons $\tilde{l}\tilde{l}$ (où $\tilde{l} = \tilde{l}^\pm$ *ou* $\tilde{\nu}$) qui sont produites par fusion de W ou de gluons et qui se désintègrent par:

$$\begin{cases} \tilde{l}^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\chi}_j^0 & \text{ou} \quad \nu\tilde{\chi}_i^\pm, \\ \tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_j^0 & \text{ou } \mathrm{l}^\pm \ \tilde{\chi}_i^\mp; \end{cases}$$

. les autres combinaisons de paires de charginos et de neutralinos dont les productions et désintégrations s'apparentent à celle des paires $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$;

. enfin, cette analyse a été réalisée au niveau des particules et, dans une étape ultérieure incluant une simulation détaillée des effets du détecteur, il faudrait également tenir compte des bruits de fond instrumentaux tels que les sources physiques de dileptons (Drell-Yan, Z, $\mathrm{W}^\pm\mathrm{W}^\mp, ...$) auxquelles seraient associés des jets simulant des électrons par exemple.

Nous avons représenté ci-après, pour comparaison, les mêmes histogrammes (aux mêmes échelles horizontales) que ceux qui illustrent le signal.

A ce titre, on relèvera notamment le contraste entre les leptons du signal qui sont assez isolés et ceux du $t\bar{t}$ qui le sont très peu essentiellement à cause de la proximité entre le lepton et un jet de quark c lors de la désintégration semi-leptonique d'un quark b.

On notera que le signal est dominé par des événements sans jet ou avec un seul jet, comme le ZZ, alors que les $\tilde{g}\tilde{g}$ et le $t\bar{t}$ sont respectivement dominé par des événements à 6 et à 4 jets et n'ont pratiquement aucun événement sans jet.

Les spectres d'impulsions transverses des jets sont très durs pour le $t\bar{t}$ et les $\tilde{g}\tilde{g}$, ils sont plus mous pour le ZZ et encore plus pour le signal où ils forment des distributions relativement étroites piquées en 0. Enfin, les spectres de p_T^{miss} ne permettent que de singulariser les paires ZZ qui en ont assez peu et forment des distributions assez étroites et piquées en 0.

En résumé, le signal se distinguera surtout par sa faible activité hadronique, mais pas par son énergie manquante.

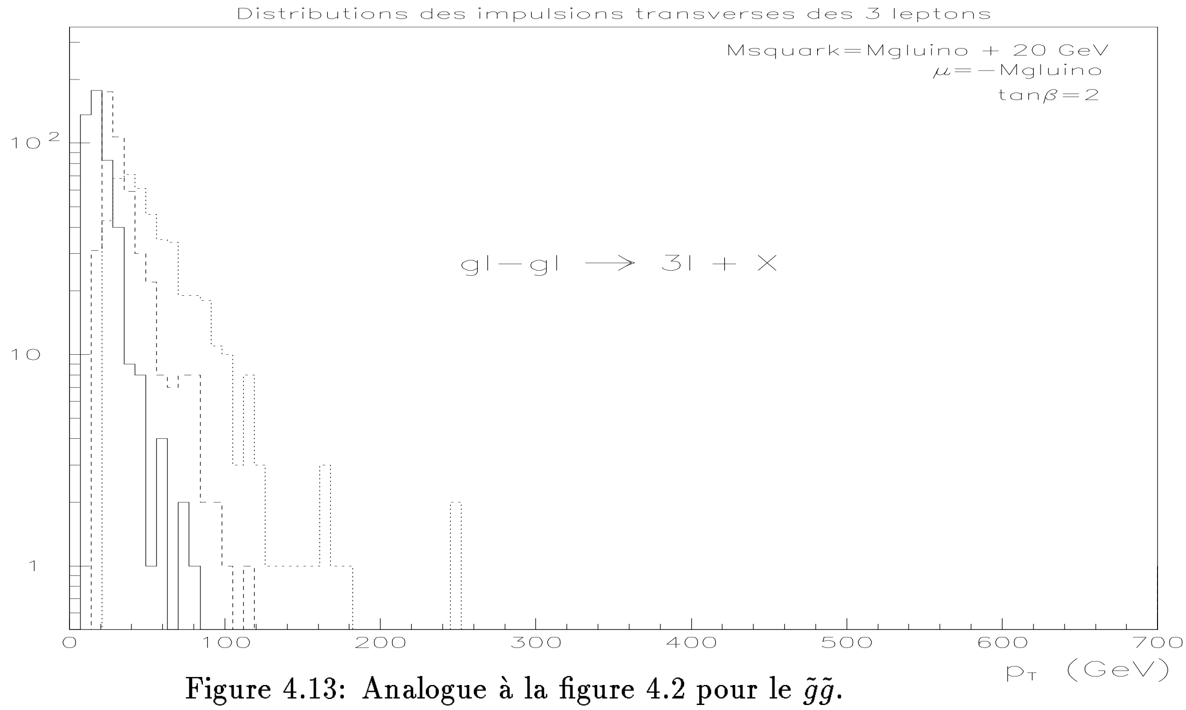


Figure 4.13: Analogue à la figure 4.2 pour le $\tilde{g}\tilde{g}$.

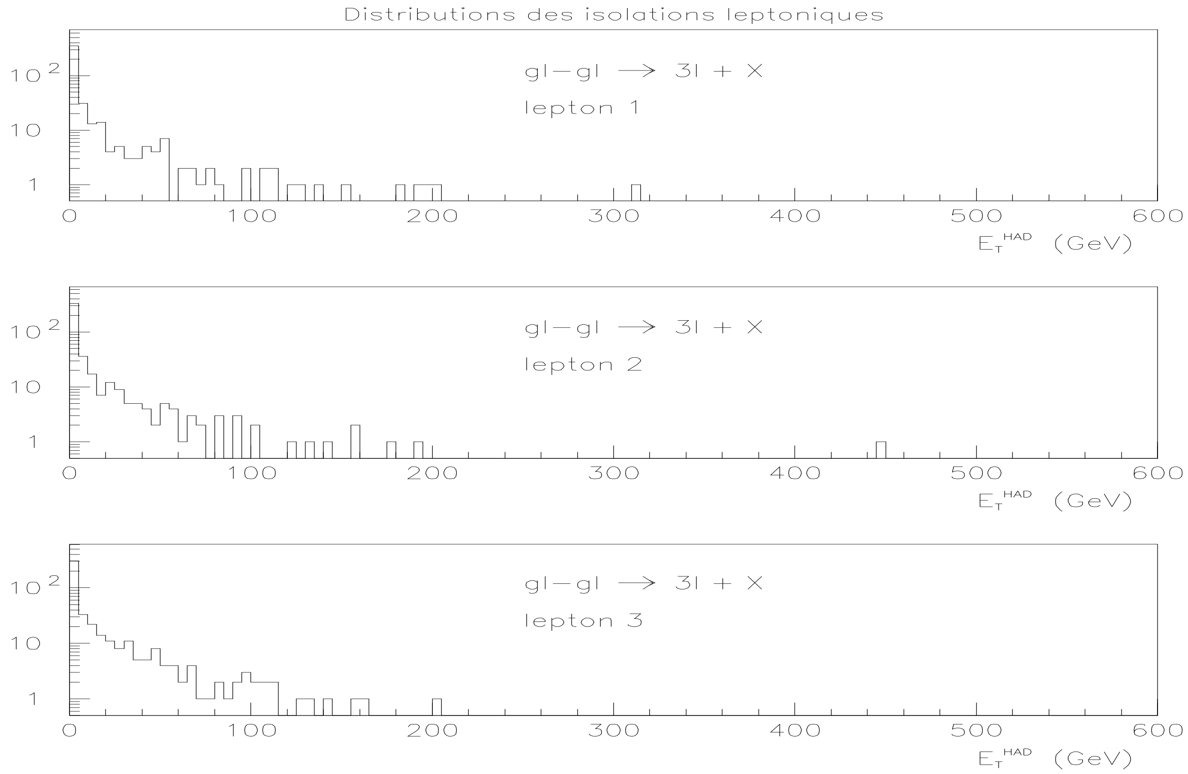


Figure 4.14: Analogue à la figure 4.3 pour le $\tilde{g}\tilde{g}$.

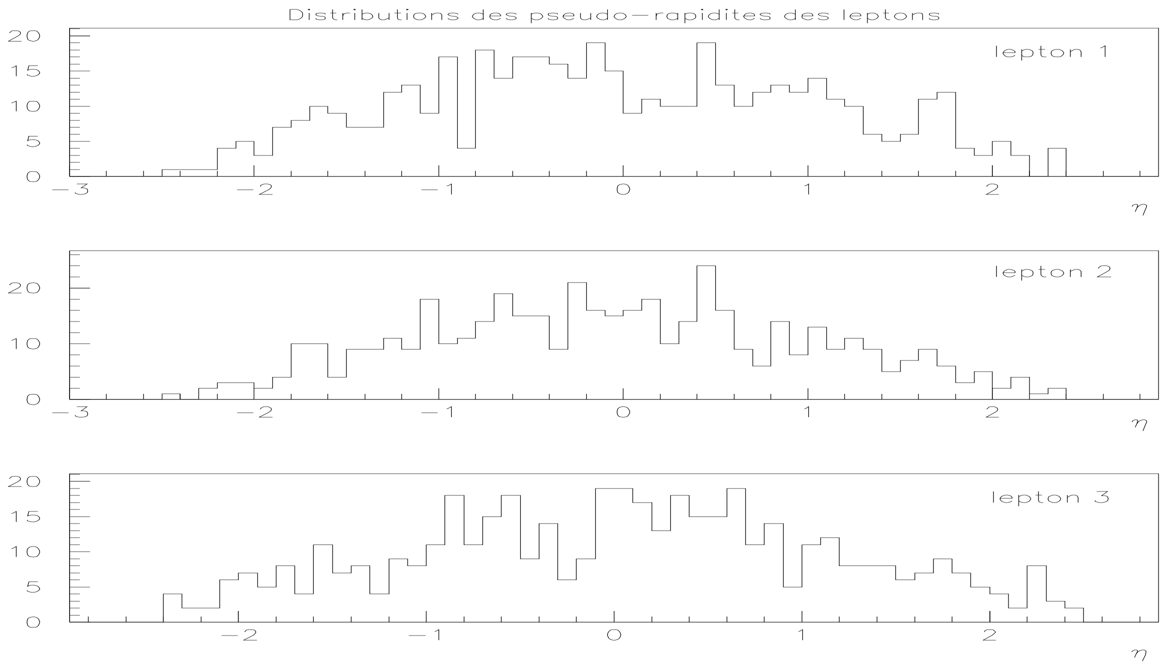


Figure 4.15: Analogue à la figure 4.4 pour le $\tilde{g}\tilde{g}$.

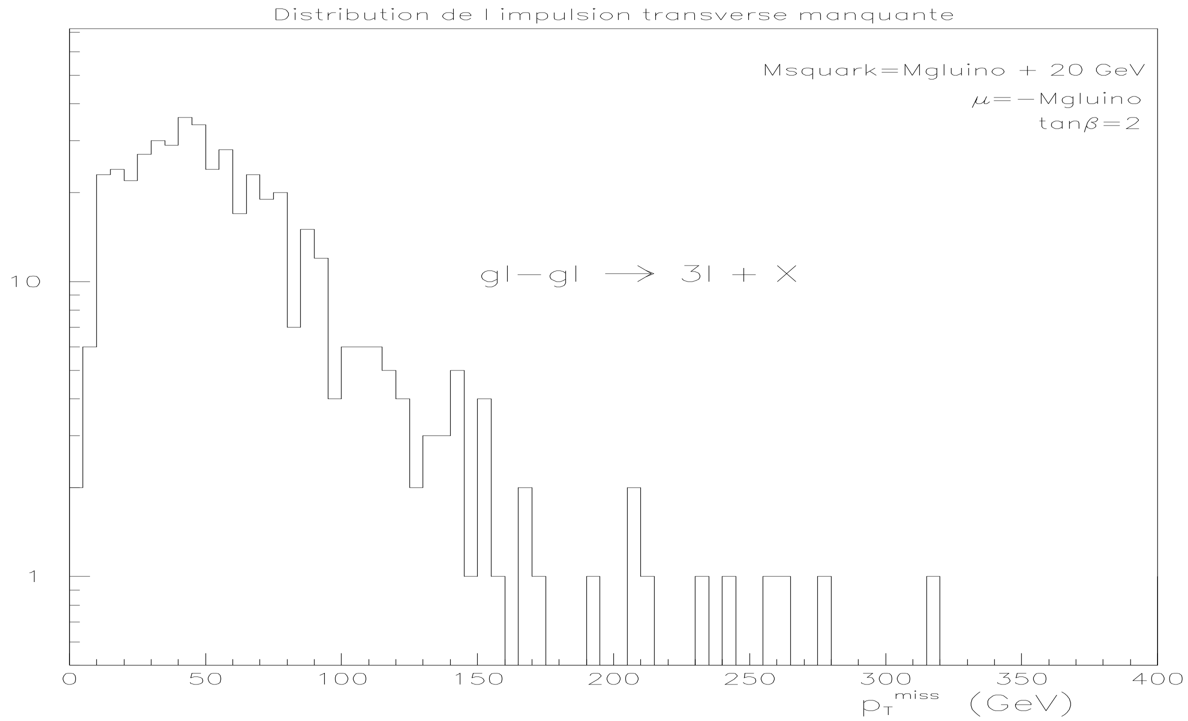


Figure 4.16: Analogue à la figure 4.5 pour le $\tilde{g}\tilde{g}$.

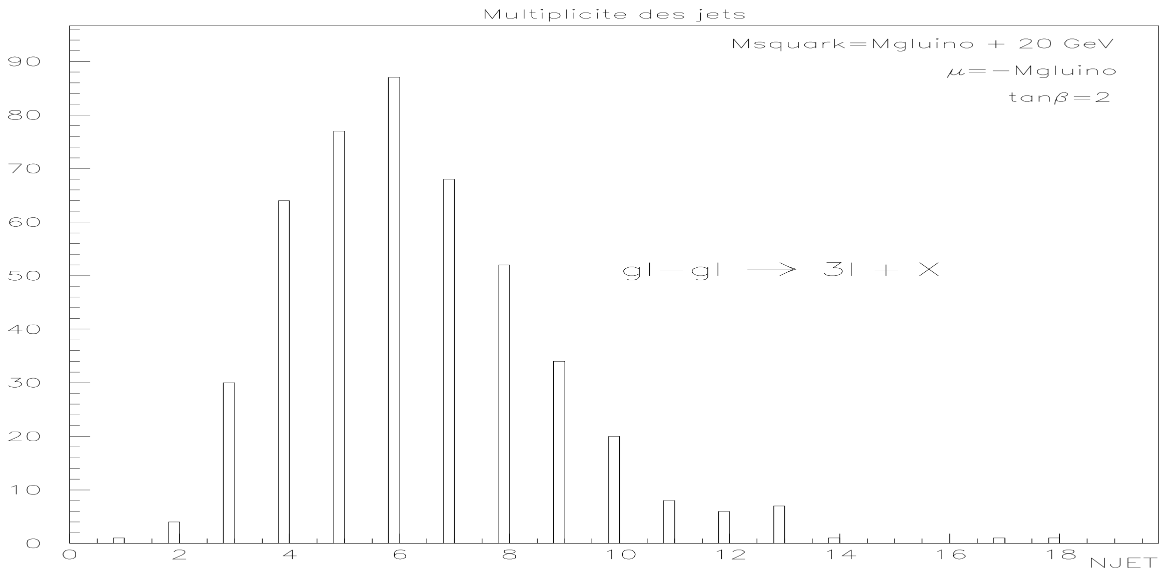


Figure 4.17: Analogue à la figure 4.6 pour le $\tilde{g}\tilde{g}$.

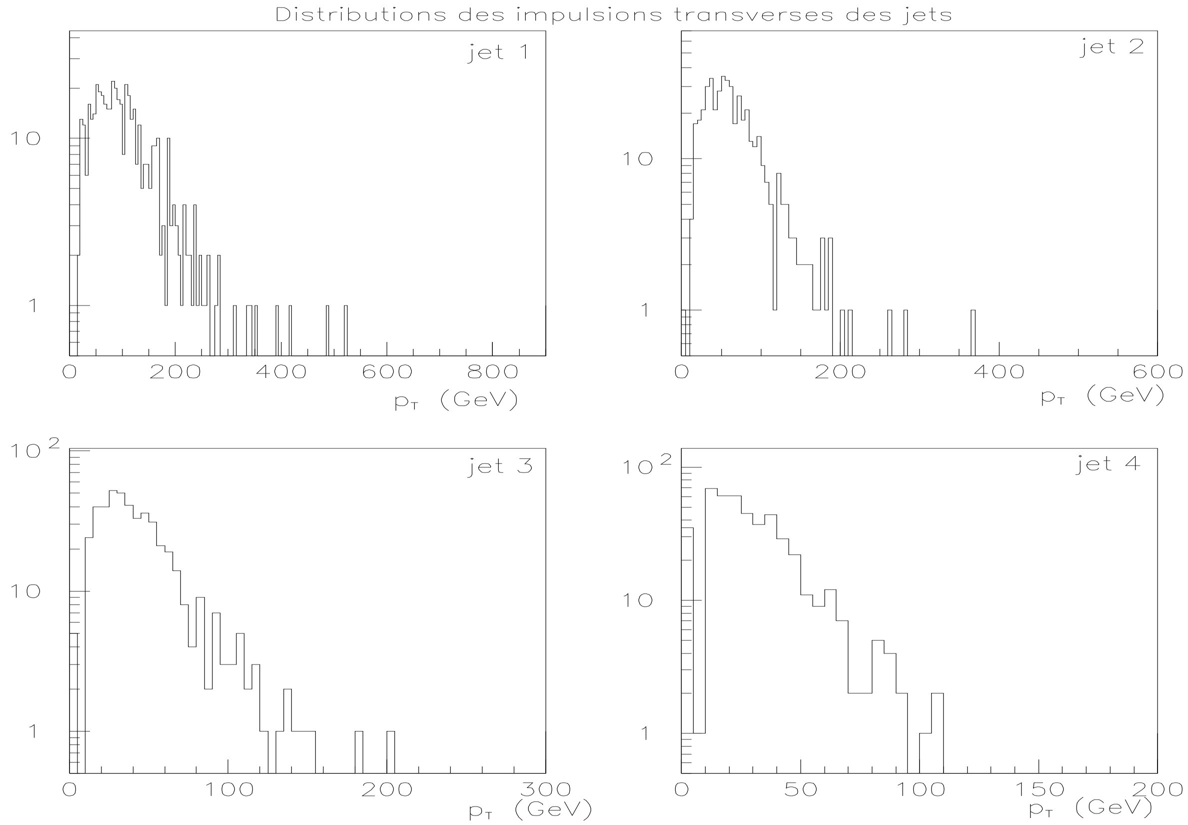


Figure 4.18: Analogue à la figure 4.7 pour le $\tilde{g}\tilde{g}$.

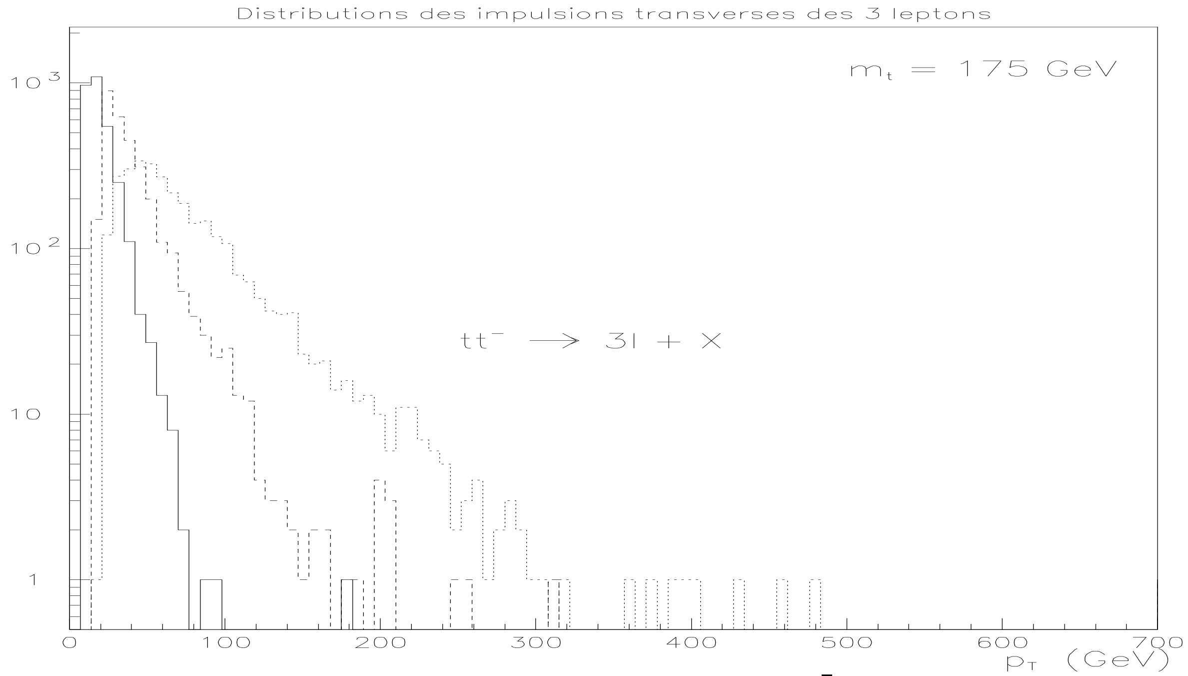


Figure 4.19: Analogue à la figure 4.2 pour le $t\bar{t}$.

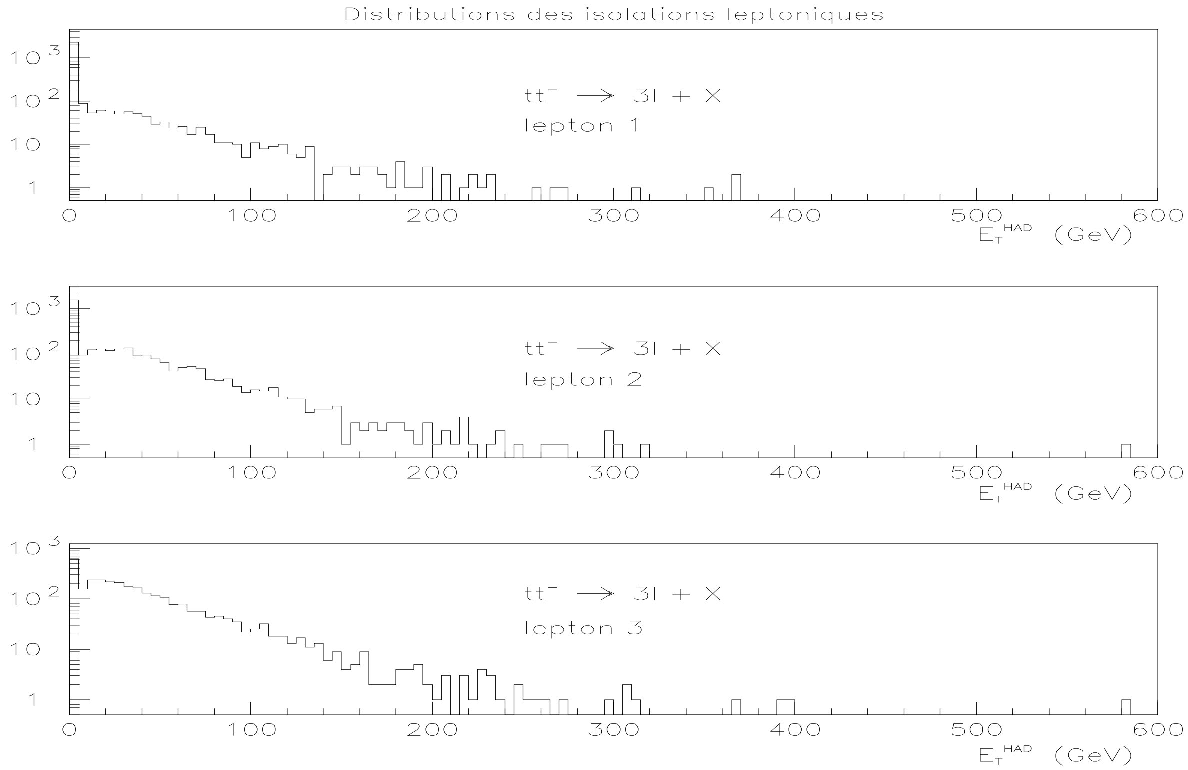


Figure 4.20: Analogue à la figure 4.3 pour le $t\bar{t}$.

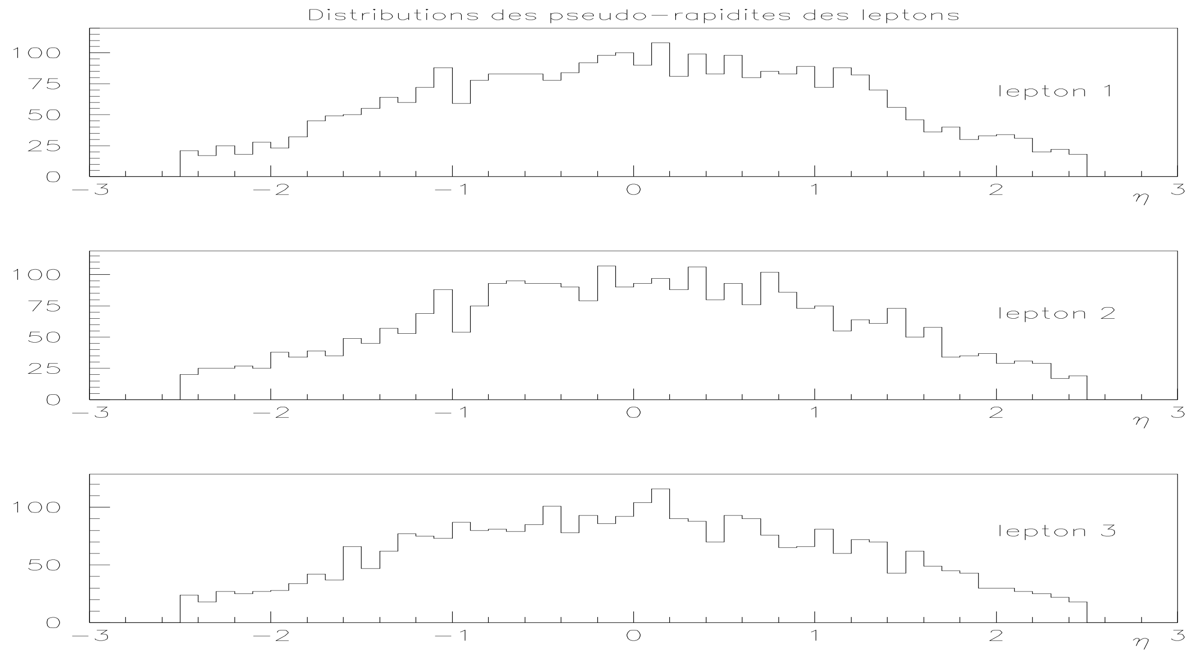


Figure 4.21: Analogue à la figure 4.4 pour le $t\bar{t}$.

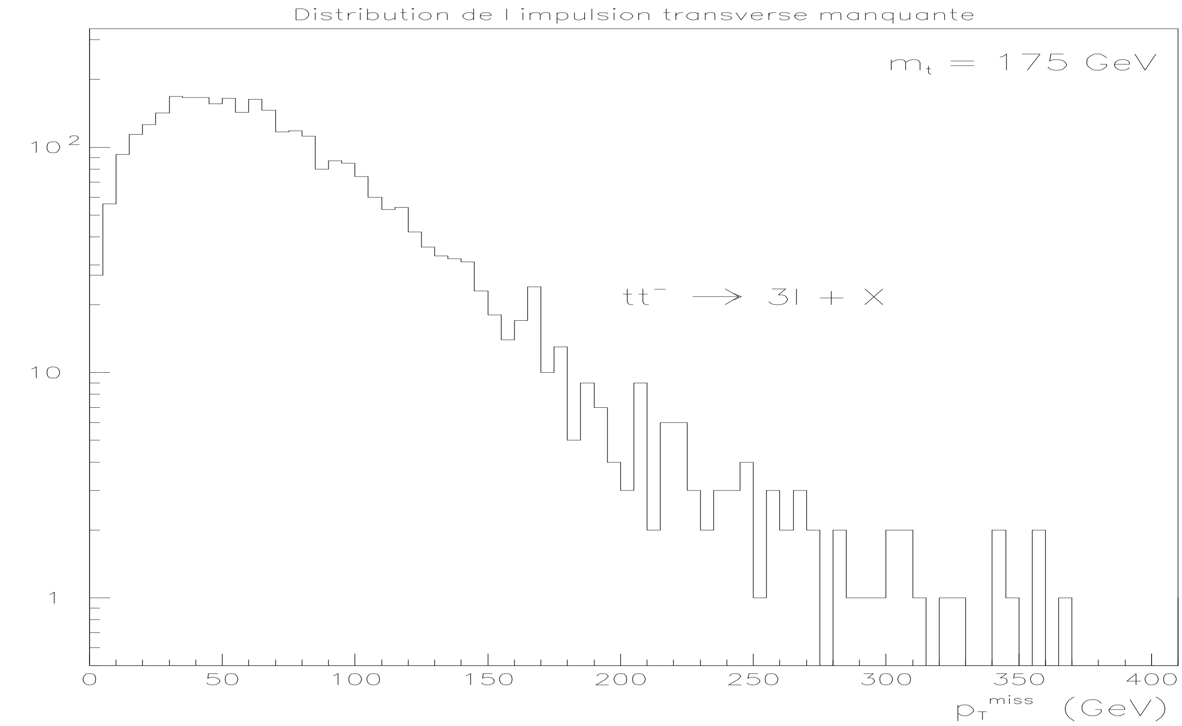


Figure 4.22: Analogue à la figure 4.5 pour le $t\bar{t}$.

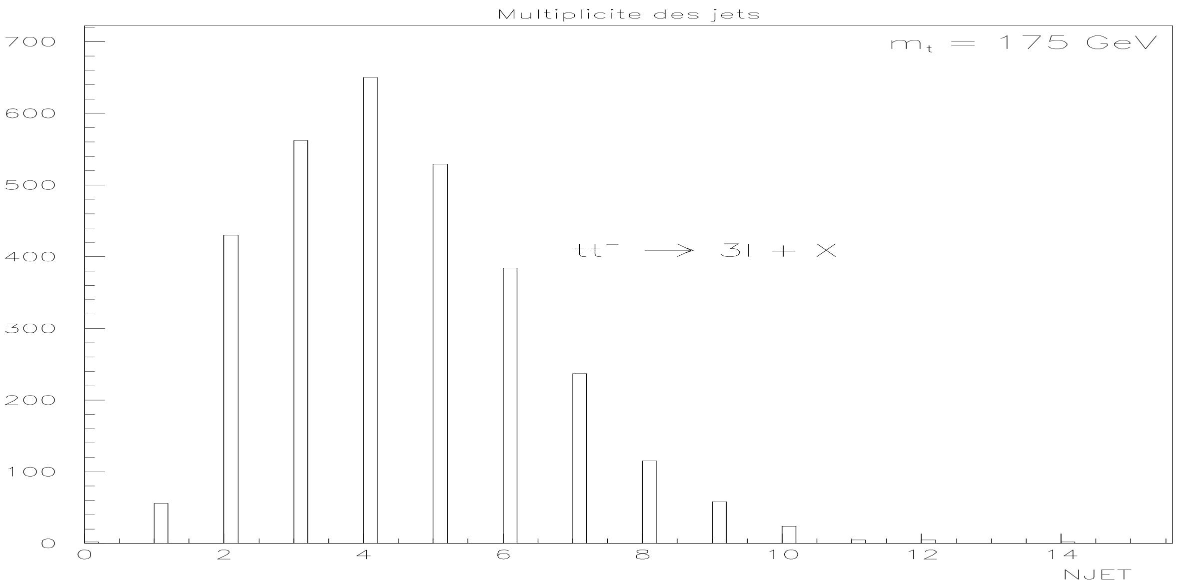


Figure 4.23: Analogue à la figure 4.6 pour le $t\bar{t}$.

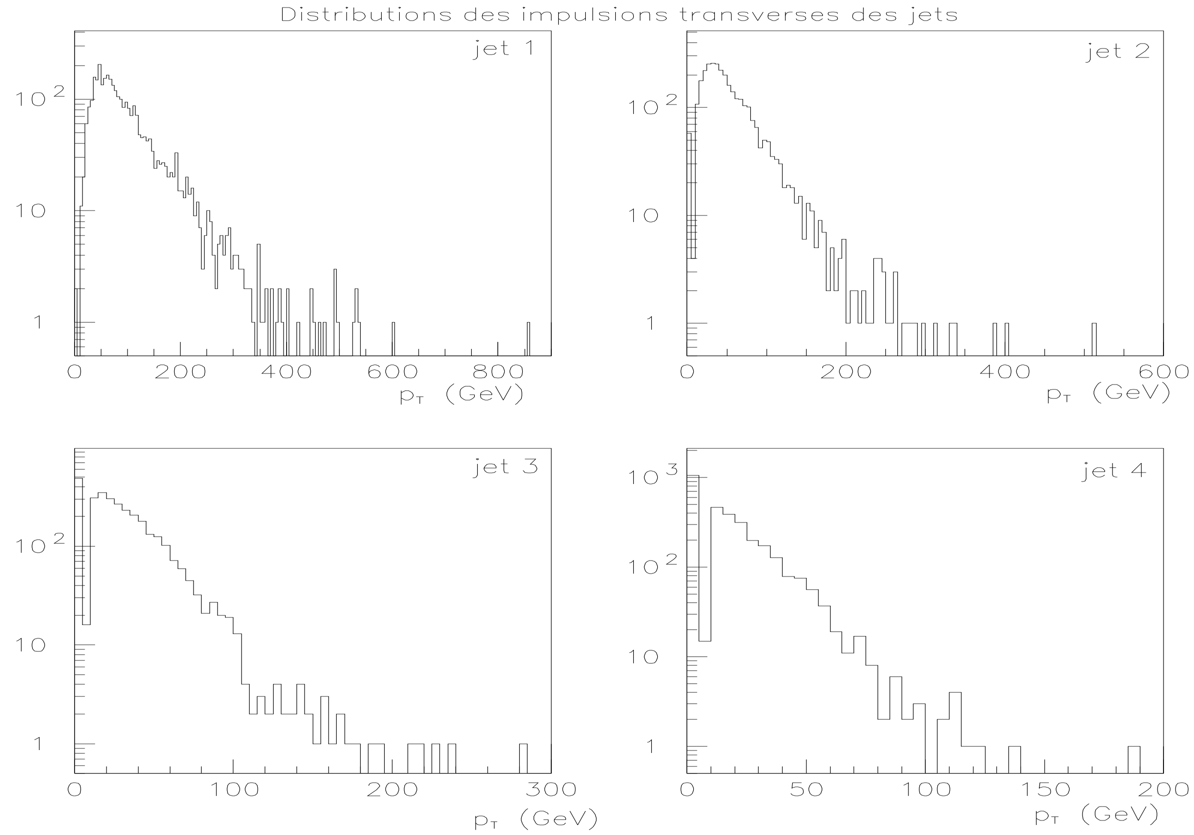


Figure 4.24: Analogue à la figure 4.7 pour le $t\bar{t}$.

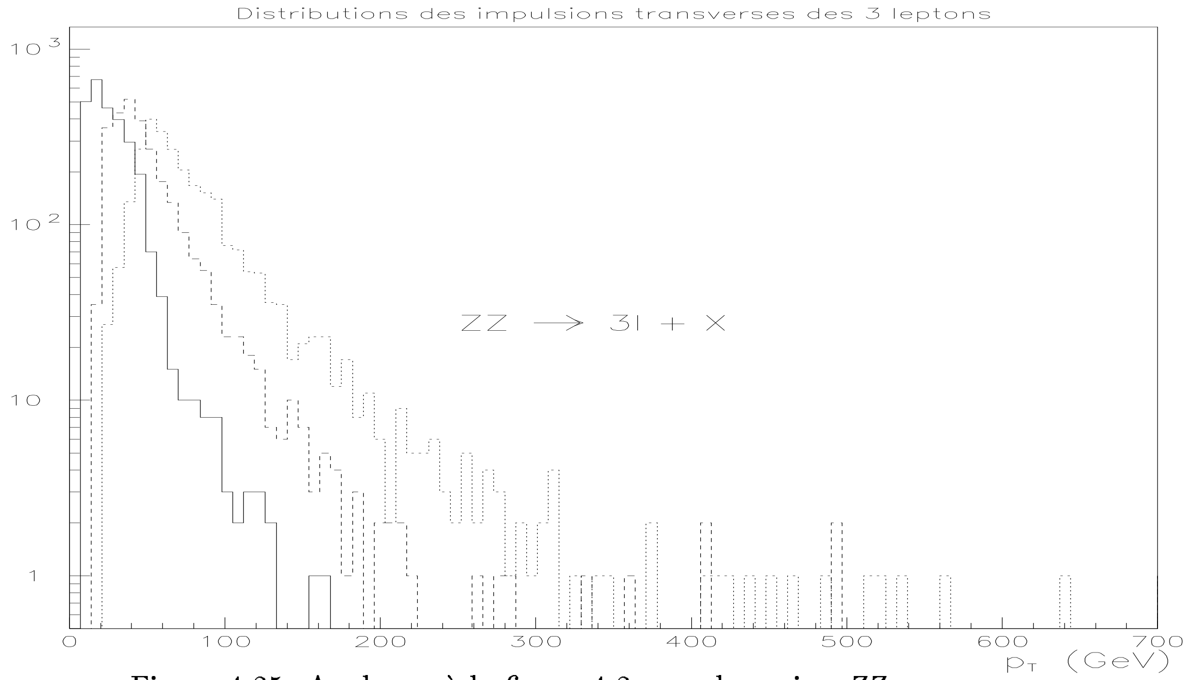


Figure 4.25: Analogue à la figure 4.2 pour les paires ZZ.

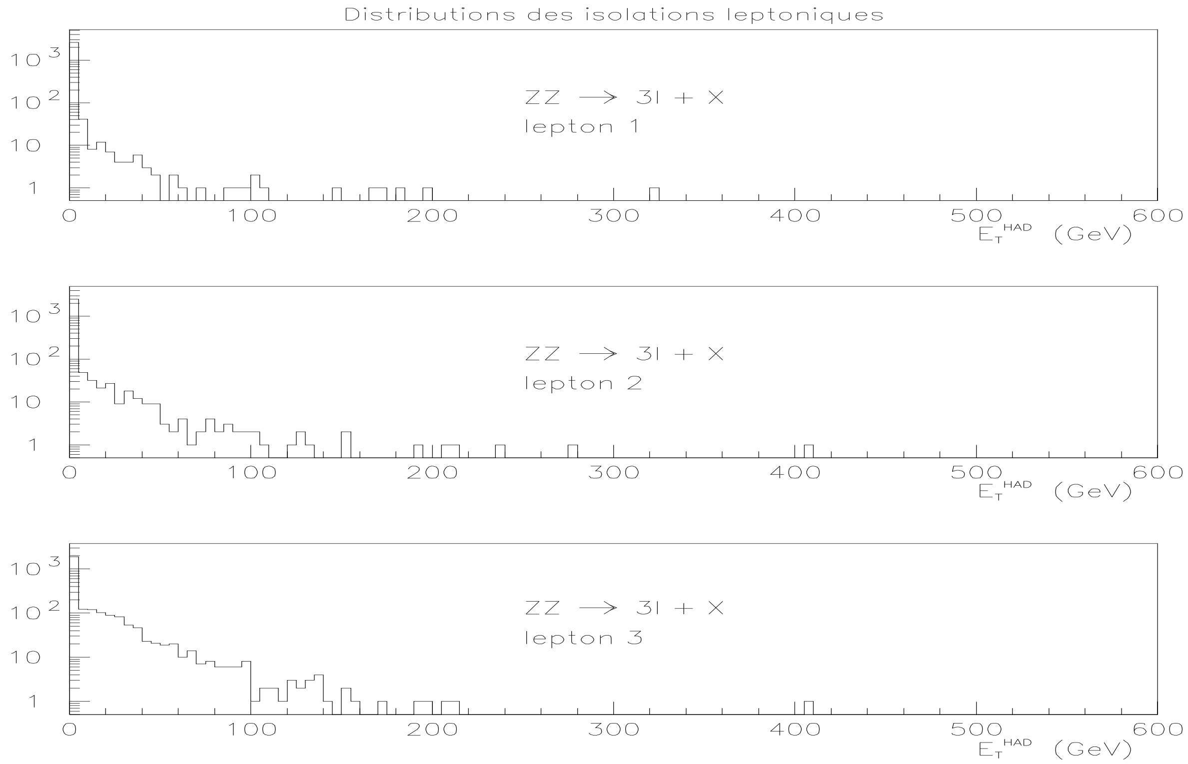


Figure 4.26: Analogue à la figure 4.3 pour les paires ZZ.

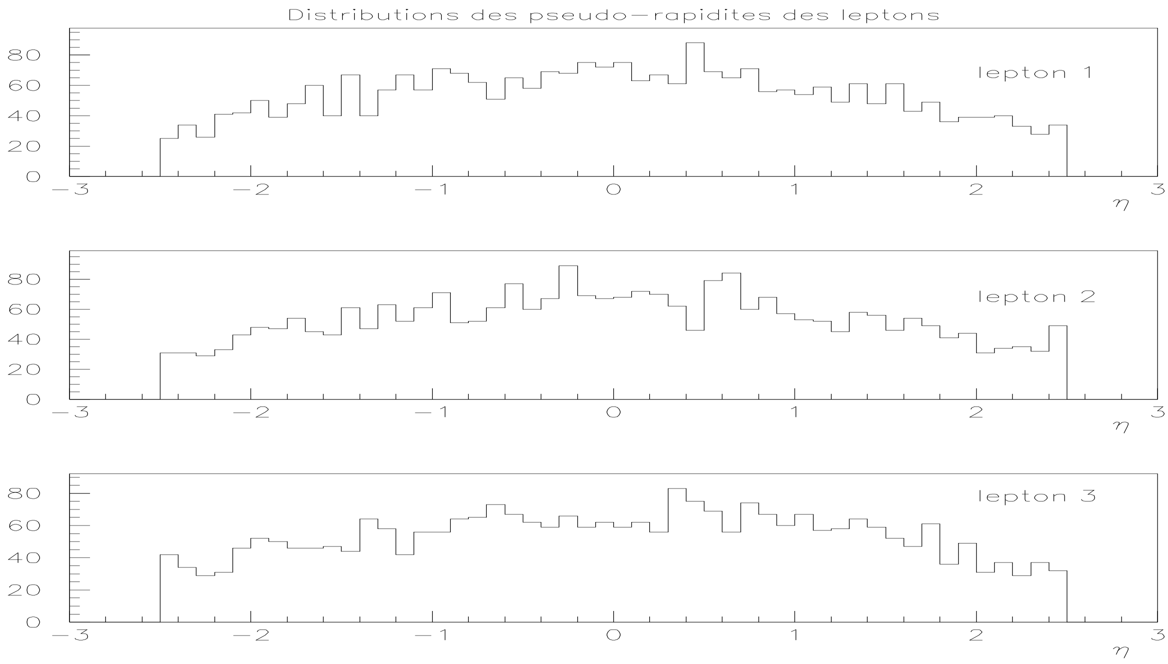


Figure 4.27: Analogue à la figure 4.4 pour les paires ZZ.

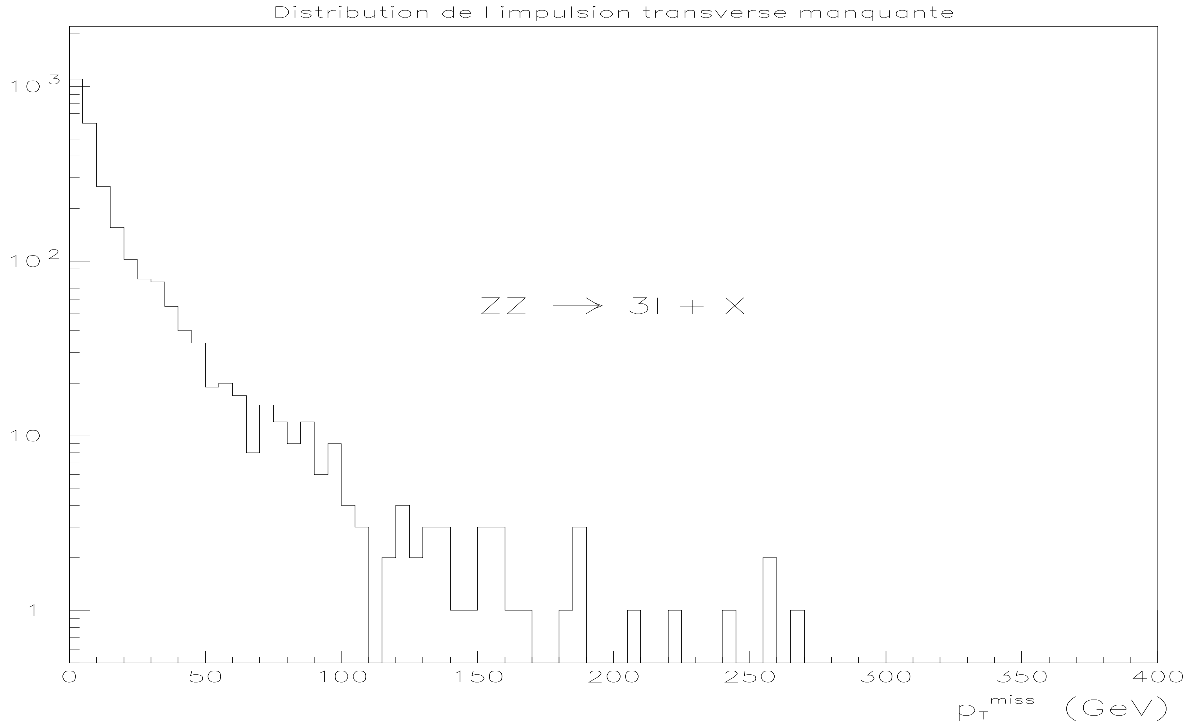


Figure 4.28: Analogue à la figure 4.5 pour les paires ZZ.

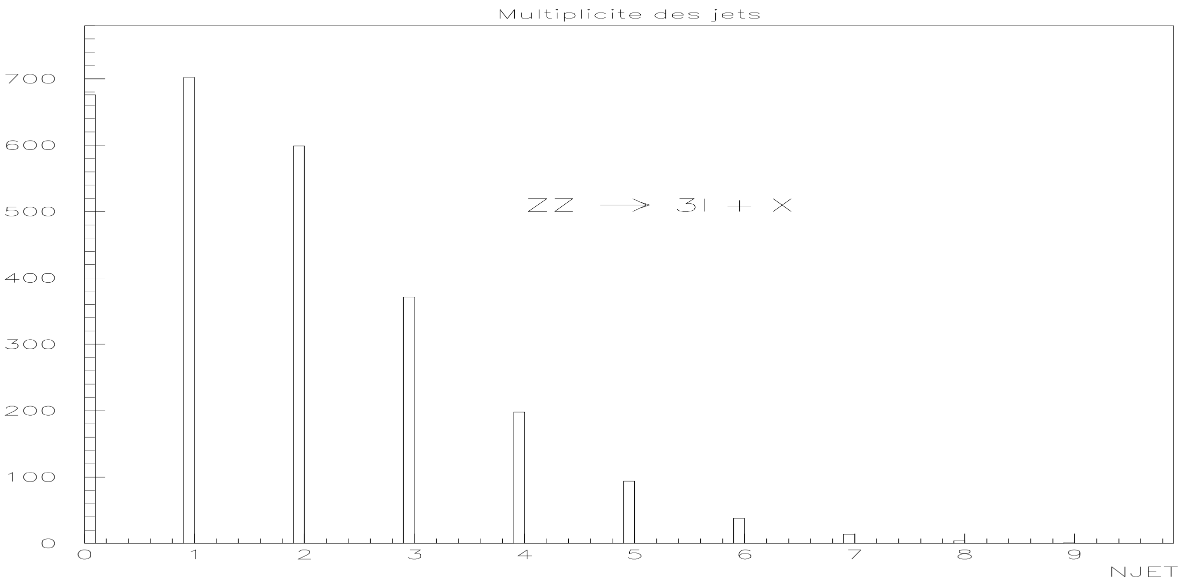


Figure 4.29: Analogue à la figure 4.6 pour les paires ZZ.

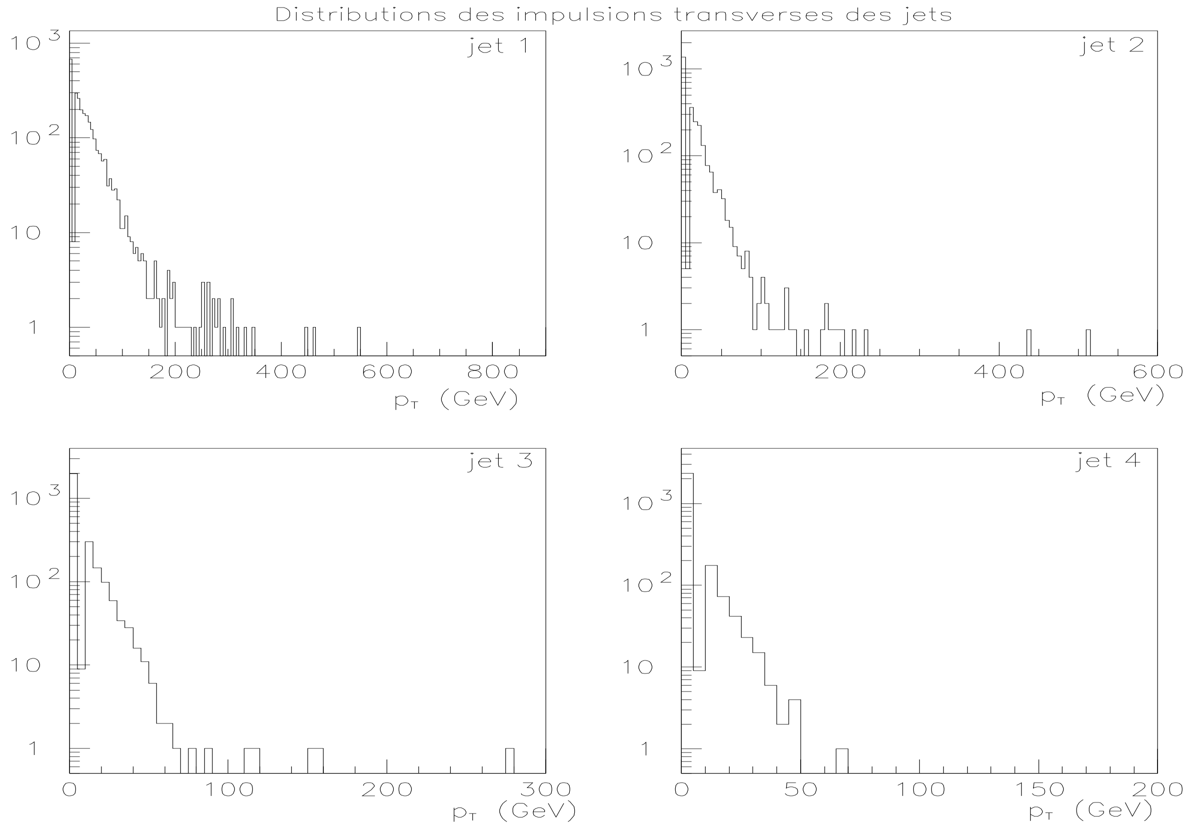


Figure 4.30: Analogue à la figure 4.7 pour les paires ZZ.

4.1.3 La production et la reconstruction des événements

L'étude des taux d'embranchement leptoniques du $\tilde{\chi}_2^0$ et du $\tilde{\chi}_1^\pm$ (1.3.3) nous ont montré que le processus $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$ n'a une section efficace inclusive significative que pour $m_{\tilde{g}} \leq 600$ GeV. Par ailleurs, on sait de par les données du TEVATRON que $m_{\tilde{g}} >$ 146 GeV si $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$ et que $m_{\tilde{g}} > 205$ GeV si $m_{\tilde{g}} = m_{\tilde{q}}$. La valeur de $tan\beta$ n'est pas connue, on sait seulement que: $1 < tan\beta \leq \frac{m_t}{m_b} \approx 40$ [1], la borne inférieure provenant provenant de considérations théoriques sur le potentiel de Higgs. Enfin, les faibles valeurs de $|\mu|$ sont exclues (cf Fig. 1.12) par ces mêmes données.

En conséquence, nous avons choisi comme domaine d'étude dans l'espace des paramètres:

$$\begin{cases} 200 \leq m_{\tilde{g}} \leq 600 \text{ GeV}, & 2 \leq tan\beta \leq 40, \\ 40 \leq |\mu| \leq 750 \text{ GeV}, & \mathrm{A}_t = A_b = 0, \\ m_{\tilde{q}} \geq m_{\tilde{g}}, & \mathrm{m}_A = 500 \text{ GeV}. \end{cases} \tag{4.1}$$

Notons que ces valeurs des A_i sont tout à fait arbitraires mais n'ont pas d'impact sur notre analyse puisqu'elles n'influent que sur la phénoménologie de la troisième génération de squarks. Pour sonder ce domaine, nous avons décidé de générer les processus du MSSM pour les valeurs:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} = 200, 300, 400, 500 \text{ et } 600 \text{ GeV}, & \mathrm{m}_A = 500 GeV, \\ m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},\ m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20 \text{ GeV}, & \mathrm{A}_t = A_b = 0, \\ \mu = -m_{\tilde{g}} & \tan\beta = 2. \end{cases} \tag{4.2}$$

Quant aux processus standards, étant donné l'incertitude qui régnait encore sur la masse du top au début de notre analyse ($m_t = 174 \pm 10^{+13}_{-12}$ GeV [2]), nous avons choisi $m_t = 175$ GeV mais avons pris le soin de vérifier la validité de nos résultats pour $m_t =$ 150 GeV [1].

Les processus du MSSM ont été généré avec le programme ISAJET 7.08 [3] alors que pour les processus standards nous avons utilisé PYTHIA 5.7-JETSET 7.4 [4] qui ne contient pas la production de sparticules.

Nous avons pris en compte les principales sources de trileptons du MS ainsi que toutes celles du MSSM ayant une section efficace de production $\sigma_{prod} > 10$ fb à $\sqrt{14}$ TeV. Cela nous a permis de limiter le nombre de processus du MSSM à prendre en compte car ce modèle contient des dizaines de sources de trileptons. Pour permettre une bonne évaluation du signal et des bruits de fond, nous avons généré une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} pour tous les processus exceptés ceux du MSSM à $m_{\tilde{g}} = 200$ GeV pour lesquels nous n'avons produit que 10^3 pb^{-1} car les sections efficaces étant assez élevées, le temps de calcul et l'espace mémoire devenaient prohibitifs. Finalement, nous avons généré plus de 80×10^6 d'événements pour cette analyse.

Les événements ont été stockés dans des banques ZEBRA sous le format GENZ [5]. Le tableau suivant donne une idée du temps nécessaire pour la production des événements (avec une HP 735) ainsi que la capacité en mémoire requise pour leur

[1] Quand la valeur de m_t n'est pas précisée dans le texte, elle est supposée égale à 175 GeV.

stockage. Ces renseignements peuvent paraître anecdotiques mais ils revêtent une grande importance pratique quand il s'agit de produire et d'analyser des millions d'événements.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 200$ GeV, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20$ GeV, $tan\beta = 2$		
Processus	Capacité mémoire par événement	Temps de production par événement
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	130 K	0.37 s
$\tilde{g}\tilde{g}$	81 K	1.30 s
$\tilde{q}\tilde{g}$	81 K	3.39 s
$\tilde{q}\tilde{q}$	73 K	67.84 s
$\tilde{G}\tilde{g}$	65 K	5.83 s
$\tilde{G}\tilde{q}$	81 K	1.83 s
$\tilde{l}\bar{\tilde{l}}$	40 K	2.72 s
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	47 K	1.70 s
$t\bar{t}_{175}$	40 K	0.21 s
$t\bar{t}_{150}$	38 K	0.27 s
WZ	52 K	0.17 s
ZZ	26 K	0.14 s

Tableau 4.1: Contraintes informatiques pour la production de processus physiques générés avec les coupures (1), (2) et (3) (cf 4.1.4).

Pour la reconstruction des événements, nous avons utilisé une simulation rapide mais peu détaillée du détecteur. Ce dernier était modélisé par un tonneau limité à $|\eta| <5$ et $0\leq \phi < 2\pi$ avec $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$ comme unique granularité. Nous n'avons pris en compte les résolutions des calorimètres:

$$\begin{cases} \frac{\sigma_{EM}}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% & \text{pour les } e^{\pm},\ les\ \gamma\ et\ les\ \pi^0 \\ \frac{\sigma_{HAD}}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% & \text{pour les hadrons;} \end{cases}$$

que pour la reconstruction des jets. Ces derniers ont été reconstruits grâce à l'algorithme élémentaire GETJET [2] , sous-programme d'ISAJET. Il consiste à passer en revue toutes les cellules du pseudo-détecteur, toutes celles qui ont une $E_T^{HAD} > 1$ GeV peuvent initier un jet. On somme alors l' E_T^{HAD} de toutes les cellules voisines (non encore affectées à un jet) contenues dans un cône de demi-angle au sommet $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.6$ [6]. A basse luminosité, nous n'avons pas appliqué de seuil en E_T sur les cellules non initiatrices de jets. Finalement, seuls les amas hadroniques ayant une $E_T > 10$ GeV sont considérés comme des jets.

Quant au p_T^{miss}, il résulte de la somme vectorielle des impulsions de toutes les particules stables de $|\eta| <5$, exceptés les neutrinos et les LSPs.

A ce stade, les résolutions de l'INDET, des calorimètres et du spectromètre à muons n'ont pas été utilisés.

[2] Cet algorithme s'apparente à celui utilisé par la collaboration UA1 [7] au $Sp\bar{p}S$.

4.1.4 Les coupures

Pour distinguer le signal des différents bruits de fond nous avons adopté deux séries de coupures. La première est destinée à la sélection d'un échantillon de trileptons, on demande dans chaque événement:

(1) 3ℓ ($e^{\pm}$ ou $\mu^{\pm}$) avec un $|\eta| < 2.5$,

(2) des leptons durs : $\begin{cases} p_T(l_1, l_2) > 20 \text{ GeV}, \\ p_T(l_3) > 10 \text{ GeV}, \end{cases}$

(3) une paire de leptons de signes opposés (OS) mais de même saveur (SF),

(4) $|m_{l^+l^-} - m_Z| > 10$ GeV, pour toutes les paires OS-SF.

La seconde série de coupures, tend, elle, à réduire l'activité hadronique des événements sélectionnés; on demande:

(5) des leptons isolés: $E_T^{HAD} < 5$ GeV dans un cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.3$ autour de chaque lepton sélectionné,

(6) la réjection des jets centraux durs: $p_T(jet) < 25$ GeV, $\forall\ |\eta_{jet}| < 3$.

De surcroît, nous avons introduit une erreur globale de 1 % sur la détermination du signe de la charge des leptons. Ce nombre est estimé entre 0.3 % et 1 % pour le détecteur ATLAS (cf 2.2.3). Enfin, nous avons supposé que l'efficacité globale de d'identification des leptons était de 90 %. En particulier, cela donnera une efficacité d'identification des trileptons: $\epsilon(3\ell) = 72.9$ %.

La coupure (1) définit simplement le signal: un trilepton dans l'acceptance angulaire du détecteur. La coupure (2) permet de s'affranchir de l'énorme bruit de fond dû aux désintégrations semi-leptoniques des quarks lourds. Ainsi, comme le montre la figure 4.31, elle permet d'éliminer les bruits de fond tels que le $b\bar{b}$ ou $c\bar{c} \to 3\ell$ + X qui ont des sections efficaces très importantes, mais des spectres de leptons trop mous pour passer la coupure (2).

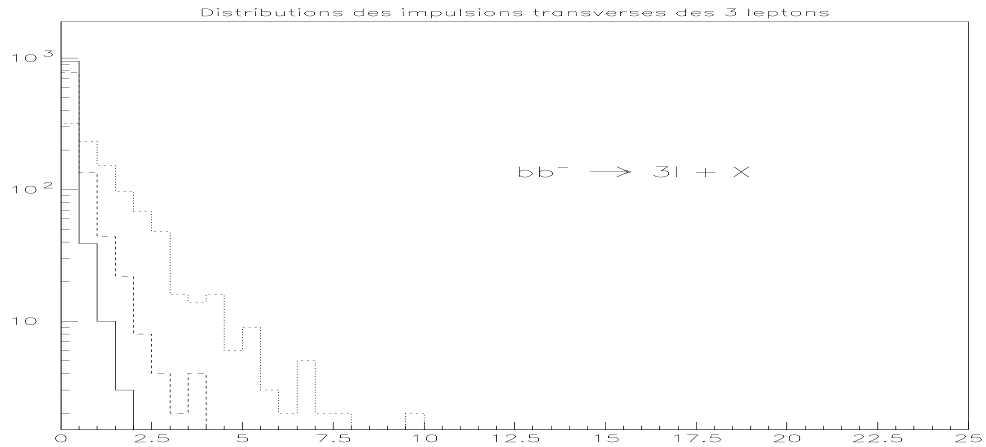


Figure 4.31: Distribution des p_T des leptons pour le $b\bar{b}$.

La coupure (3) élimine les événements à trois leptons tous de même saveur ou de même signe qui ne peuvent provenir du signal puisque la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$ nous assure de la présence d'une paire de lepton SF-OS. Notons que les coupures (2) et (3) correspondent au déclenchement LVL1 d'ATLAS en matière de recherche de la SUSY dans les canaux multileptoniques (cf tableau 2.5).

La coupure (4) permet d'écarter les masses invariantes contribuant au pic du Z, ceci permet de réduire les bruits de fond standards du type WZ, ZZ, ... et ceux du MSSM dans lesquels des sparticules lourdes ($\tilde{g}$, $\tilde{q}$, $\tilde{\chi}_4^0$, $\tilde{\chi}_3^0$ ou $\tilde{\chi}_2^\pm$) se désintègrent au travers d'un Z réel (directement ou en cascade).

La coupure (5) permet d'éviter les événements dans lesquels des débris hadroniques ont une direction voisine de celle d'un candidat lepton isolé. Ceci est généralement le fait des désintégrations semi-leptoniques des saveurs lourdes ou des événements à forte multiplicité en jets (cf Fig. 4.10).

Enfin, la coupure (6) réduit davantage l'activité hadronique centrale des événements permettant une distinction encore plus nette entre des événements trileptons "propres" et des événements, dus à des désintégrations en cascade, contenant trois leptons mais aussi quelques jets durs.

L'ensemble de ces coupures, utilisé pour la Proposition Technique d'ATLAS [8], sera appelé coupures TP. Comme nous le verrons par la suite cet ensemble de coupures est assez général pour permettre de rechercher le signal sur la quasi-totalité du domaine que nous avons choisi dans l'espace des paramètres (cf (4.1)).

Nous avons volontairement appliqué des coupures aussi indépendantes que possible de l'appareillage puisque sa réponse n'a pas été simulée de façon très précise. Ainsi, nous n'avons pas appliqué de coupure sur p_T^{miss} (fonction de la couverture angulaire du détecteur, des résolutions des calorimètres, des zones mortes, ...) qui n'est pas une variable discriminante dans cette analyse. Cela donne a posteriori une grande généralité à nos résultats. En effet, ceci deviennent applicables au MSSM' puisque le processus: $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ avec $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow l\nu\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow f\bar{f}$ contient vraisemblablement deux paires $f\bar{f}$ relativement molles qui ne sont pas susceptibles de modifier l'état final inclusif à trois leptons durs et isolés.

L'influence relative de ces coupures peut être évaluée dans les données suivantes:

$pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell + X$		
$m_{\tilde{g}} = -\mu$, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV$, $tan\beta = 2$		
$m_{\tilde{g}}$ (GeV)	200	400
N_{prod}	250 K	100 K
Coupure (1)	2540	2855
Coupure (2)	2540	2855
Coupure (3)	2495	2811
Coupure (4)	2358	2650
Coupure (5)	2217	2459
Coupure (6)	1373	1430

Tableau 4.2: L'effet des coupures sur le signal.

$pp \to \tilde{g}\tilde{g} \to 3\ell + X$		
$m_{\tilde{g}} = -\mu, \quad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV, \quad tan\beta = 2$		
$\mathrm{m}_{\tilde{g}}(GeV)$	200	400
N_{prod}	220 K	20 K
Coupure (1)	461	745
Coupure (2)	461	745
Coupure (3)	456	730
Coupure (4)	424	678
Coupure (5)	183	225
Coupure (6)	15	0

Tableau 4.3: L'effet des coupures sur le $\tilde{g}\tilde{g}$.

$pp \to \tilde{q}\tilde{g} \to 3\ell + X$		
$m_{\tilde{g}} = -\mu, \quad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV, \quad tan\beta = 2$		
$m_{\tilde{g}}\ (GeV)$	200	400
N_{prod}	125 K	125 K
Coupure (1)	2366	3760
Coupure (2)	2366	3760
Coupure (3)	2337	3713
Coupure (4)	2183	3461
Coupure (5)	918	1310
Coupure (6)	4	0

Tableau 4.4: L'effet des coupures sur le $\tilde{q}\tilde{g}$.

Les données utilisées pour ces tableaux ont subi les coupures (1) et (2) comme présélection dès la production; c'est pourquoi l'on observe une variation du nombre d'événements acceptés qu'à partir de la coupure (3).

Bruits de fond du MS			
Processus	$t\bar{t}$	WZ	ZZ
N_{prod}	250 K	375 K	375 K
Coupure (1)	3059	2739	2697
Coupure (2)	3059	2739	2697
Coupure (3)	3001	2692	2648
Coupure (4)	2653	307	392
Coupure (5)	59	267	239
Coupure (6)	9	206	170

Tableau 4.5: L'effet des coupures sur les bruits de fond du MS.

On remarquera notamment l'effet de la coupure (4) sur le WZ et le ZZ: son application, à la suite de la coupure (3), fait perdre 88.60 % des événements au premier de ces bruits de fond et 85.20 % au second. Notons que cette coupure n'affecte pas trop le signal parce qu'entre $m_{\tilde{g}}$ = 200 et 600 GeV, la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$ se fait via un Z virtuel. L'application supplémentaire de la coupure (5) permet de rejeter environ 60 % des événements restants pour le $\tilde{g}\tilde{g}$ et le $\tilde{q}\tilde{g}$ et près de 98 % pour le $t\bar{t}$. Enfin, l'application de la coupure (6) élimine encore 84.75 % des événements restants pour restants du $t\bar{t}$, entre 90 et 100 % des $\tilde{g}\tilde{g}$ et $\tilde{q}\tilde{g}$ mais commence à affecter le signal puisqu'il perd, à cette occasion, une quarantaine de pourcents de ses événements.

4.1.5 Excès dans le canal trilepton

A haute énergie et basse luminosité

On suppose ici que LHC pourra, dès sa mise en service, fonctionner à son énergie nominale $\sqrt{s}$ = 14 TeV mais à basse luminosité ($\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$). On se place dans l'optique d'une vérification de l'existence de la SUSY au LHC. Si elle se manifeste, sous la forme du MSSM par exemple, on doit notamment trouver un excès d'événements dans les canaux: n jets + m leptons + p_T^{miss}. En particulier, dans le canal trilepton (n petit et m=3), la désintégration leptonique des paires de sparticules doit produire, au moins en nombre, des événements non prévus par le MS. Deux questions nous viennent alors à l'esprit:

. Ce surplus d'événements est-il suffisant pour affirmer la découverte d'une nouvelle physique ?

. Peut-on affirmer le cas échéant qu'il s'agit de la SUSY ?

Nous allons ci-après répondre à la première de ces questions, la seconde débordant un peu du cadre de cette thèse, sera abordée dans les conclusions et perspectives.

Pour répondre à la première question, il nous faut considérer la somme des sources de trileptons du MSSM comme le signal et uniquement les processus du MS donnant le même état final comme bruits de fond. Ceci a été réalisé après application des coupures TP et les résultats se rapportés dans les onze tableaux suivants. Dans ces tableaux nous donnons pour chaque processus, en fonction des paramètres, respectivement la luminosité intégrée produite: $\mathcal{L}_{prod}^{int}$ en pb^{-1}, la section efficace de production σ_{prod} en pb, la section efficace restante après les coupures TP: σ_{cut} en fb, le nombre d'événements attendus pour une luminosité intégrée de $10^4 pb^{-1}$ et compte tenu de l'efficacité d'indentification des trileptons: N_{att} et enfin l'efficacité globale (i.e. incluant le BR($\rightarrow 3\ell$+X)) de détection du signal ou le taux de réjection global des différents bruits de fond: respectivement ϵ ou R.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 200\ GeV$, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV$, $tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ *ou* R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	2599.090	30.780	159.671	1164.003	ϵ =5.19 %
$\tilde{g}\tilde{g}$	1362.451	4367.130	235.605	1717.559	R =18535.83
$\tilde{q}\tilde{g}$	1447.807	3453.500	191.324	1394.751	R =18050.54
$\tilde{q}\tilde{q}$	8282.011	899.540	53.248	388.177	R =16893.42
$\tilde{G}\tilde{g}$	3808.073	26.260	18.645	135.919	R =1408.45
$\tilde{G}\tilde{q}$	1147.842	87.120	98.446	717.668	R =884.96
$\tilde{l}\tilde{l}$	40816.327	1.225	39.053	284.696	R =31.37
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	2864645.500	41.89×10^{-3}	0.150	1.092	R =279.72
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	2585315.408	38.68×10^{-3}	0.116	0.846	R =333.33
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	144717.800	69.10×10^{-3}	0.256	1.864	R =270.27
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	5039814.535	19.84×10^{-3}	0.391	2.850	R =50.761
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	1094570.928	0.228	0.674	4.915	R = 338.75
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	135208.221	0.370	25.938	189.086	R =14.26
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$	3389830.508	29.50×10^{-3}	0.462	3.368	R =63.86
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_4^0$	84260.195	59.34×10^{-3}	0.866	6.316	R =68.49
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$	330076.578	30.30×10^{-3}	1.515	11.043	R = 200.00
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	27289.597	0.183	0.476	3.473	R =384.62
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	38892.346	0.129	0.334	2.437	R = 384.62

Tableau 4.6: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 19.30 % des trileptons du MSSM.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 300\ GeV,\quad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV,\quad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ *ou* R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	7111.111	11.250	108.281	789.370	$\epsilon =$ 0.96 %
$\tilde{g}\tilde{g}$	10243.912	597.428	2.440	17.791	R =244800.00
$\tilde{q}\tilde{g}$	11150.842	668.111	8.430	61.454	R =79255.32
$\tilde{q}\tilde{q}$	11045.757	181.065	2.082	15.180	R =86956.52
$\tilde{G}\tilde{g}$	10896.411	6.883	1.377	10.035	R =5000.00
$\tilde{G}\tilde{q}$	10187.238	21.203	11.779	85.872	R =1800.00
$\tilde{l}\tilde{l}$	14322.917	0.384	11.241	81.945	R =34.16
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	536480.687	18.64×10^{-3}	0.060	0.435	R =312.50
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	37752.945	66.22×10^{-3}	0.159	1.159	R =416.67
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	66934.404	0.149	9.696	70.684	R =15.41
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	86715.227	57.66×10^{-3}	0.173	1.261	R =333.33
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	143926.310	34.74×10^{-3}	0.083	0.608	R =416.67

Tableau 4.7: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 69.50 % des trileptons du MSSM.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 400\ GeV,\quad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV,\quad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ *ou* R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	17241.379	4.640	66.062	481.592	ϵ =1.42 %
$\tilde{g}\tilde{g}$	11512.192	129.428	0.087	0.633	$R =1.49\times10^6$
$\tilde{q}\tilde{g}$	10014.298	179.743	0.300	2.184	$R =6\times10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	14961.941	53.469	0.334	2.436	$R =1.6\times10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	11235.955	2.403	0.267	1.946	R =9000.00
$\tilde{G}\tilde{q}$	14405.071	6.942	2.221	16.194	R =3125.00
$\tilde{l}\tilde{l}$	14423.077	0.156	4.507	32.854	R =34.62
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	108038.029	23.14×10^{-3}	0.056	0.405	R =416.667
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	149566.258	66.86×10^{-3}	6.686×10^{-3}	0.049	R =10000.00
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	406504.065	12.30×10^{-3}	0.020	0.1458	$R =$ 625.00

Tableau 4.8: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 89.47 % des trileptons du MSSM.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 500\ GeV, \qquad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV, \qquad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}^{int}_{prod}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ *ou* R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	35714.286	2.240	33.096	241.270	ϵ =1.48 %
$\tilde{g}\tilde{g}$	13858.093	36.080	0.	0.	$R > 5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	10016.256	60.901	0.	0.	$R > 6.1 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	11896.361	19.838	0.	0.	$R >$ 2360.00
$\tilde{G}\tilde{g}$	100300.903	0.997	0.090	0.654	R =11111.11
$\tilde{G}\tilde{q}$	10830.325	2.770	0.369	2.692	R =7500.00
$\tilde{l}\tilde{l}$	30821.918	0.073	1.914	13.955	R =38.14
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	303674.461	32.93×10^{-3}	1.304	9.506	R =25.25

Tableau 4.9: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 90.00 % des trileptons du MSSM.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 600\ GeV, \qquad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV, \qquad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}^{int}_{prod}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ *ou* R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	68376.068	1.170	8.117	59.172	ϵ =0.69 %
$\tilde{g}\tilde{g}$	63184.499	11.870	0.	0.	$R > 7.5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	10345.410	23.682	0.	0.	$R > 2.45 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	71064.787	8.443	0.	0.	$R > 6 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	216919.740	0.461	0.005	0.034	$R = 10^5$
$\tilde{G}\tilde{q}$	25661.588	1.247	0.	0.	$R >$ 32000.00
$\tilde{l}\tilde{l}$	263157.895	0.038	0.395	2.881	R =96.15
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	106635.071	16.88×10^{-3}	0.131	0.957	R =128.57

Tableau 4.10: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 93.86 % des trileptons du MSSM.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 200\ GeV$, $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$, $tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ *ou* R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	3998.401	50.020	49.270	359.176	$\epsilon = 0.099$ %
$\tilde{g}\tilde{g}$	1037.508	4385.510	23.132	168.635	$R = 189583.33$
$\tilde{q}\tilde{g}$	1447.807	3453.500	2.072	15.106	$R = 1666666.67$
$\tilde{q}\tilde{q}$	12310.643	77.169	0.	0.	$R > 9.5 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	5133.470	9.740	1.169	8.521	R =8333.33
$\tilde{G}\tilde{q}$	5245.489	9.532	0.	0.	$R > 50000.00$
$\tilde{l}\tilde{l}$	312500.000	0.032	0.362	2.636	$R = 88.50$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	1162790.698	0.043	0.037	0.270	$R = 1162.79$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	1070663.812	46.70×10^{-3}	0.060	0.436	$R = 781.25$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	292654.375	68.34×10^{-3}	0.079	0.573	$R = 869.57$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	28801.843	34.72×10^{-3}	0.104	0.759	R =333.33
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	102543.068	0.244	0.224	1.635	R =1086.96
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	24533.857	0.2038	0.204	1.486	R =1000.00
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	20475.020	0.122	0.586	4.273	R =208.33
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$	202101.859	24.74×10^{-3}	0.084	0.613	R =294.12
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_4^0$	35893.754	27.86×10^{-3}	2.034	14.826	R =13.70
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	39271.128	0.127	0.127	0.928	R =1000.00

Tableau 4.11: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 61.94 % des trileptons du MSSM.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 300\ GeV$, $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$, $tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ *ou* R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	10416.667	19.200	21.984	160.263	$\epsilon = 0.115\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	10067.604	595.971	0.099	0.724	$R = 6 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{g}$	12028.649	145.486	0.	0.	$R > 1.75 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{q}$	21132.713	11.830	0.	0.	$R > 2.5 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	21682.567	2.306	0.	0.	R >50000.00
$\tilde{G}\tilde{q}$	29036.005	1.722	0.	0.	R >50000.00
$\tilde{l}\tilde{l}$	450000.000	0.005	0.033	0.243	$R = 150.00$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	538502.962	18.57×10^{-3}	0.009	0.068	R =2000.00
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	36656.892	68.20×10^{-3}	0.109	0.795	$R = 625.00$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	82781.457	60.40×10^{-3}	0.048	0.352	$R = 1250.00$
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	66207.627	37.76×10^{-3}	0.045	0.330	R =833.33
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	143513.203	34.84×10^{-3}	0.035	0.254	$R = 1000.00$

Tableau 4.12: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 98.30 % des trileptons du MSSM.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 400\ GeV,\qquad m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},\qquad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	$\epsilon\ ou\ R$ global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	24055.809	8.314	10.434	76.064	$\epsilon = 0.126\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	1530.819	130.649	0.	0.	$R > 2 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	59630.292	16.770	0.	0.	$R > 10^6$
$\tilde{q}\tilde{q}$	87627.059	2.853	0.	0.	$R > 2.5 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	13099.293	0.763	0.	0.	$R = 10^4$
$\tilde{G}\tilde{q}$	111111.111	0.450	0.	0.	$R > 5 \times 10^4$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	105752.961	23.64×10^{-3}	0.019	0.138	R =1250.00
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	231267.345	21.62×10^{-3}	0.022	0.158	R =1000.00
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	163719.712	15.27×10^{-3}	0.015	0.111	R =2500.00
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	408163.265	12.25×10^{-3}	0.022	0.161	R =555.55

Tableau 4.13: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 99.26 % des trileptons du MSSM.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 500\ GeV,\qquad m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},\qquad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	$\epsilon\ ou\ R$ global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	49431.537	4.046	7.161	52.207	$\epsilon = 0.177\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	37858.005	36.452	0.	0.	$R > 1.38 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{g}$	50751.117	9.852	0.	0.	$R > 5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	67039.106	0.895	0.	0.	$R > 6 \times 10^4$
$\tilde{G}\tilde{g}$	33534.541	0.298	0.	0.	$R > 10^4$
$\tilde{G}\tilde{q}$	67114.094	0.149	0.	0.	$R > 10^4$

Tableau 4.14: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 100 % des trileptons du MSSM.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 600\ GeV,\qquad m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},\qquad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	$\epsilon\ ou\ R$ global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	93196.645	2.146	5.129	37.390	$\epsilon = 0.239\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	41339.396	12.095	0.024	0.176	$R = 5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	147928.994	3.380	0.	0.	$R > 5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	1764705.882	0.340	0.	0.	$R > 6 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	74738.416	0.134	0.	0.	$R > 10^4$
$\tilde{G}\tilde{q}$	172413.793	0.058	0.	0.	$R > 10^4$

Tableau 4.15: Analyse des processus SUSY à haute énergie et basse luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV. Les paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournissent 99.53 % des trileptons du MSSM.

Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}$ (pb^{-1})	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ *ou* R global
$t\bar{t}_{175}$	10117.941	593.006	1.581	11.528	$R = 3.75 \times 10^5$
$t\bar{t}_{150}$	5130.428	1169.493	7.407	53.995	R =157894.74
WZ	9336.712	26.241	11.567	84.325	R =2268.52
ZZ	28906.956	11.070	4.047	29.506	R =2735.04

Tableau 4.16: Analyse des processus standards à haute énergie et basse luminosité.

Voici quelques observations que nous pouvons faire sur ces tableaux. D'abord le fait de n'avoir considérer que les processus à $\sigma_{prod} > 10$ fb explique qu'à mesure que $m_{\tilde{g}}$ augmente, de moins en moins de processus contribuent au signal trilepton dans le MSSM. Par ailleurs, les valeurs des taux de réjection obtenus avec les coupures TP permettent de classer les différents processus du MSSM en quatre catégories:

• d'abord, il y a le signal, $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$, qui constitue une première catégorie avec un taux de réjection global faible;

• puis, il y a les bruits de fond de QCD supersymétriques $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{g}$ *et* $\tilde{q}\tilde{q}$ qui forment une deuxième catégorie. Ces processus, ont de grandes sections efficaces (proportionnelles à α_3^2) mais également les plus grands taux de réjection en raison de leurs fortes activités hadroniques;

• ensuite, la troisième catégorie comprend les productions associées $\tilde{G}\tilde{g}$ *et* $\tilde{G}\tilde{q}$ qui ont des sections efficaces un peu plus petites (proportionnelles à $\alpha_3 \times \alpha_2$) et des taux de réjection un peu plus faibles;

• enfin, les processus supersymétriques électrofaibles ($\sigma_{prod} \sim \alpha_2^2$) parmi lesquels figurent la production de paires de sleptons ainsi que toutes les combinaisons de paires de charginos et de neutralinos autres que $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ constituent une quatrième catégorie. Nous pouvons encore distinguer deux classes au sein de cette catégorie. La première est formée de processus ayant des taux de réjection inférieurs à celui du signal, pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+20$ GeV, c'est le cas des $\tilde{l}\tilde{l}$ et $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ et pour $m_{\tilde{q}} = 2\times m_{\tilde{g}}$, c'est essentiellement le cas des paires de sleptons. La seconde classe est formée des autres combinaisons de charginos et neutralinos qui ont généralement des taux de réjection du même ordre de grandeur que celui du $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$.

Nous pouvons également remarquer que le pourcentage de trileptons du MSSM dus au processus $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ augmente avec $m_{\tilde{g}}$ parce que corrélativement, la "dureté" de l'activité hadronique croît pour les bruits de fond des catégories 2 et 3 ci-dessus. Notons enfin que le processus $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ fournit à lui seul un nombre d'événements comparable à celui de l'ensemble des bruits de fond standards et ce sur la quasi totalité du domaine de l'espace des paramètres que nous nous sommes proposé d'étudier.

A partir des onze tableaux précédents nous pouvons répondre à la premiére question soulevée au sous-paragraphe précédent; la réponse tient dans les courbes suivantes qui représentent la signification statistique de la production de trileptons du MSSM par rapport aux prédictions du MS.

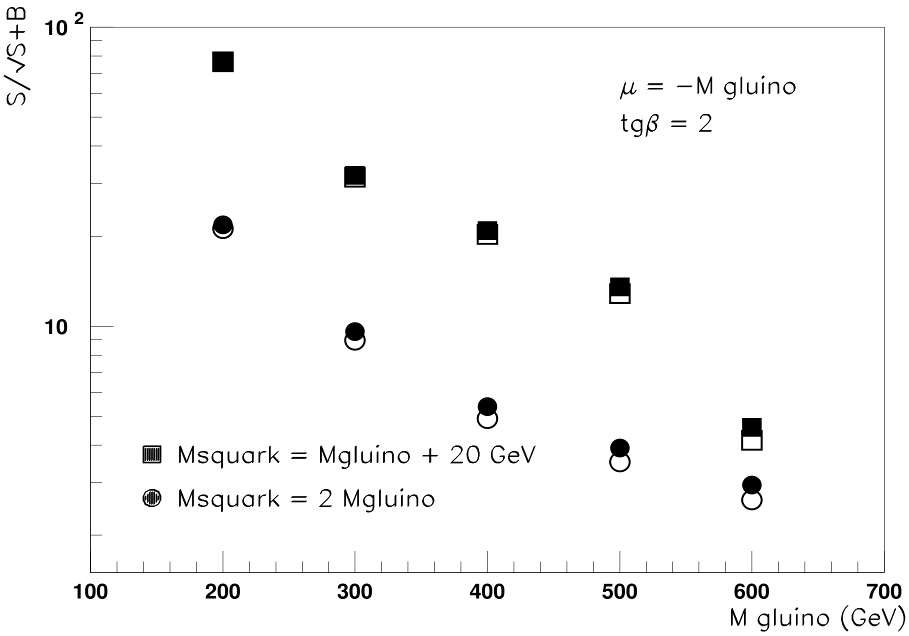


Figure 4.32: Signification statistique de l'excès de trileptons dû au MSSM pour les coupures TP avec $\int \mathcal{L}dt = 10^4\ pb^{-1}$. En noir m_t =175 GeV et en blanc m_t =150 GeV.

L'excès dû au MSSM est observable à 5 σ dans le canal trilepton après un an de prise de données à basse luminosité au LHC:

- tant que $m_{\tilde{g}} \leq 500$ GeV si $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+20 GeV, ($\mu = -m_{\tilde{g}}$ et $tan\beta$ =2),
- tant que $m_{\tilde{g}} \leq 400$ GeV si $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$, toutes choses égales par ailleurs.

Dans le cas le plus défavorable: $m_{\tilde{g}} = -\mu$ =600 GeV, $m_{\tilde{q}}$ =1.2 TeV, $tan\beta$ =2 et m_t =150 GeV, on a $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ =2.62 et il faut donc $(\frac{5}{2.62})^2$ ≈3.65 ans pour observer cet effet à 5 σ dans ces conditions.

A basse énergie et basse luminosité.

On suppose ici que le LHC ne dispose que des 2/3 de son énergie nominale lors de sa première année de fonctionnement; soit $\sqrt{s}$ =9.3 TeV avec par ailleurs $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$. La question abordée ci-dessus se repose alors de façon plus pressante: est-ce que l'excès de trileptons resterait observable dans ces conditions? Pour répondre à cette nouvelle interrogation nous n'avons évidemment pas refait de production d'événements à basse énergie. Nous avons plutot déterminé les sections efficaces de production à basse énergie et les avons rééchelonné utilisé pour calculer directement les nombres d'événements attendus pour chaque source de trileptons. Ces nombres ont été claculés par:

$$N_{att} = \sigma_{prod} \times BR(\rightarrow 3\ell + X) \times \int \mathcal{L}dt \times \epsilon(3\ell) \times \epsilon_{cut} \times \epsilon_{trigger} \tag{4.3}$$

où σ_{prod} est la section efficace de production, $BR(\rightarrow 3\ell+X)$ le taux d'embranchement en trois leptons, $\int \mathcal{L}dt$ la luminosité intégrée de la machine, $\epsilon(3\ell)$ l'efficacité de détection des trois leptons, ϵ_{cut} l'efficacité des coupures et $\epsilon_{trigger}$ l'efficacité de déclenchement sur des événements dileptons isolés. Cette dernière efficacité est supposée égale à 100 % dans notre analyse. Nous avons donc simplement posé:

$$N_{att}(9.3\ TeV) = N_{att}(14\ TeV) \times \frac{\sigma_{prod}(9.3\ TeV)}{\sigma_{prod}(14\ TeV)} \tag{4.4}$$

Ceci doit être une bonne approximation du résultat exact puisque nous ne faisons que supposer que l'efficacité des coupures est inchangée quand on passe de 14 à 9.3 TeV. Cette dernière hypothèse est corroborée par les données du tableau suivant:

$pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell + X$		
$m_{\tilde{g}} = -\mu, \quad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV, \quad tan\beta = 2$		
$m_{\tilde{g}}$ (GeV)	200	400
N_{prod}	250 K	100 K
Coupure (1)	3348	2671
Coupure (2)	3348	2671
Coupure (3)	3294	2632
Coupure (4)	3137	2454
Coupure (5)	2927	2170
Coupure (6)	2065	1273

Tableau 4.17: L'effet des coupures sur le signal à basse énergie.

En effet, les rapports $\frac{N_i}{N_{prod}}$ du nombre d'événements restants après les coupures (1), (2), ... , (i) au nombre d'événements produits sont identiques à ceux obtenus avec le tableau 4.2 à haute énergie. Plus précisément, ces rapports sont égaux à moins de 0.5 % près pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV et à moins de 0.3 % pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV.

On trouvera dans les tableaux suivants l'extrapolation de nos résultats à basse énergie.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 200\ GeV,$ $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+$ 20 GeV, $tan\beta = 2$		
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	16.27	615.28
$\tilde{g}\tilde{g}$	1560.00	613.536
$\tilde{q}\tilde{g}$	1601.8	646.912
$\tilde{q}\tilde{q}$	465.9	201.049
$\tilde{G}\tilde{g}$	13.56	70.185
$\tilde{G}\tilde{q}$	41.16	339.064
$\tilde{l}\tilde{l}$	0.676	157.036
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	22.10×10^{-3}	0.576
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	19.80×10^{-3}	0.433
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	34.32×10^{-3}	0.926
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	11.00×10^{-3}	1.580
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.115	2.479
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	0.208	106.099
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$	15.57×10^{-3}	1.777
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_4^0$	33.34×10^{-3}	3.549
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$	5.95×10^{-3}	2.167
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	89.76×10^{-3}	1.701
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	62.50×10^{-3}	1.185

Tableau 4.18: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 300\ GeV,$ $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} +$ 20 GeV, $tan\beta = 2$		
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	5.428	380.862
$\tilde{g}\tilde{g}$	167.6	4.991
$\tilde{q}\tilde{g}$	247.	22.719
$\tilde{q}\tilde{q}$	125.1	10.488
$\tilde{G}\tilde{g}$	2.972	4.333
$\tilde{G}\tilde{q}$	9.284	37.600
$\tilde{l}\tilde{l}$	0.178	37.878
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	7.6×10^{-3}	0.178
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	26.74×10^{-3}	0.468
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	76.36×10^{-3}	36.127
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	23.22×10^{-3}	0.508
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	14.29×10^{-3}	0.250

Tableau 4.19: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 400\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20$ GeV,	$tan\beta = 2$
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	2.068	214.641
$\tilde{g}\tilde{g}$	27.73	0.136
$\tilde{q}\tilde{g}$	55.22	0.671
$\tilde{q}\tilde{q}$	69.37	3.160
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.836	0.677
$\tilde{G}\tilde{q}$	2.99	6.975
$\tilde{l}\tilde{l}$	62.40×10^{-3}	13.142
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	7.48×10^{-3}	0.131
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	30.15×10^{-3}	0.022
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	3.97×10^{-3}	0.047

Tableau 4.20: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 500\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20$ GeV,	$tan\beta = 2$
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	0.935	100.752
$\tilde{g}\tilde{g}$	5.789	0.
$\tilde{q}\tilde{g}$	15.332	0.
$\tilde{q}\tilde{q}$	56.77	0.
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.392	0.257
$\tilde{G}\tilde{q}$	1.250	1.215
$\tilde{l}\tilde{l}$	24.67×10^{-3}	4.716
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	16.05×10^{-3}	4.633

Tableau 4.21: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 600\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20$ GeV,	$tan\beta = 2$
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	0.493	24.953
$\tilde{g}\tilde{g}$	1.412	0.
$\tilde{q}\tilde{g}$	4.934	0.
$\tilde{q}\tilde{q}$	54.40	0.
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.163	0.012
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.640	0.
$\tilde{l}\tilde{l}$	0.011	0.798
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	0.008	0.459

Tableau 4.22: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 200\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},$	$tan\beta = 2$
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N_{cut}\epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	26.74	192.011
$\tilde{g}\tilde{g}$	1555.	59.794
$\tilde{q}\tilde{g}$	414.	1.811
$\tilde{q}\tilde{q}$	84.48	0.
$\tilde{G}\tilde{g}$	4.69	4.103
$\tilde{G}\tilde{q}$	4.41	0.
$\tilde{l}\tilde{l}$	8.30×10^{-3}	0.684
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	22.58×10^{-3}	0.142
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	24.80×10^{-3}	0.232
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	34.15×10^{-3}	0.286
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$	6.57×10^{-3}	0.144
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.121	0.812
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	0.101	0.736
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	68.30×10^{-3}	2.390
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$	12.69×10^{-3}	0.314
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_4^0$	15.14×10^{-3}	8.058
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	62.36×10^{-3}	0.455

Tableau 4.23: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 300\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},$	$tan\beta = 2$
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	9.308	77.694
$\tilde{g}\tilde{g}$	169.9	0.206
$\tilde{q}\tilde{g}$	57.06	0.
$\tilde{q}\tilde{q}$	55.82	0.
$\tilde{G}\tilde{g}$	1.097	0.
$\tilde{G}\tilde{q}$	1.113	0.
$\tilde{l}\tilde{l}$	0.63×10^{-3}	0.031
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	7.62×10^{-3}	0.028
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	27.48×10^{-3}	0.320
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	24.82×10^{-3}	0.145
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	19.72×10^{-3}	0.172
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	14.33×10^{-3}	0.105

Tableau 4.24: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 400\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},$	$tan\beta = 2$
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	3.774	34.528
$\tilde{g}\tilde{g}$	28.290	0.
$\tilde{q}\tilde{g}$	12.714	0.
$\tilde{q}\tilde{q}$	51.440	0.
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.314	0.
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.595	0.
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	7.61×10^{-3}	0.044
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	7.13×10^{-3}	0.052
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	7.26×10^{-3}	0.053
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	3.99×10^{-3}	0.053

Tableau 4.25: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 500\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},$	$tan\beta = 2$
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	1.752	22.602
$\tilde{g}\tilde{g}$	5.994	0.
$\tilde{q}\tilde{g}$	3.776	0.
$\tilde{q}\tilde{q}$	50.900	0.
$\tilde{G}\tilde{g}$		0.
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.422	0.

Tableau 4.26: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 600\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},$	$tan\beta = 2$
Processus	σ_{prod}(9.3 TeV) (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	0.948	16.521
$\tilde{g}\tilde{g}$	2.970	0.043
$\tilde{q}\tilde{g}$		0.
$\tilde{q}\tilde{q}$		0.
$\tilde{G}\tilde{g}$		0.
$\tilde{G}\tilde{q}$		0.

Tableau 4.27: Extrapolation de l'analyse des processus SUSY à basses énergie et luminosité pour $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

Processus	$\sigma_{prod}(9.3\ \text{TeV})$ (pb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$
$t\bar{t}_{175}$	242.600	4.176
$t\bar{t}_{150}$	490.300	22.637
WZ	16.350	52.540
ZZ	6.700	17.858

Tableau 4.28: Extrapolation de l'analyse des processus standards à basses énergie et luminosité.

De l'ensemble de ces données nous avons déduit la signification statistique de l'excès de trileptons dû au MSSM:

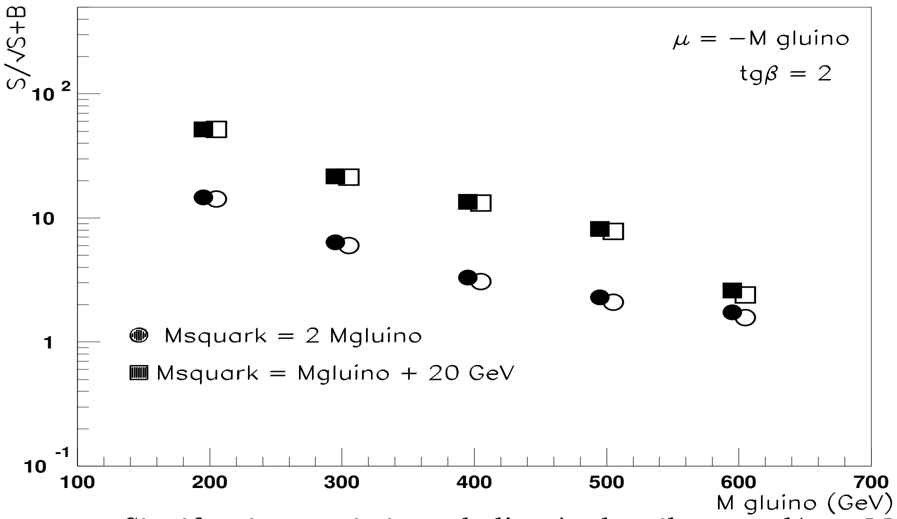


Figure 4.33: Signification statistique de l'excès de trileptons dû au MSSM pour les coupures TP à basses énergie et luminosité: $\sqrt{s}$ =9.3 TeV et $\int \mathcal{L}dt = 10^4 pb^{-1}$.

Ce résultat est intéressant parce qu'il montre que la diminution d'un tiers de l'énergie n'est pas trop défavorable à la recherche des paires $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ au LHC. En effet, on peut observer l'excès de trileptons à 5 σ après un an de prise de données à basses énergie et luminosité:

- jusquà $m_{\tilde{g}}$ = 500 GeV pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+$ 20 GeV et
- seulement jusquà $m_{\tilde{g}}$ = 300 GeV pour $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$.

Mais, dans le cas le plus défavorable: $m_{\tilde{g}} = -\mu$ =600 GeV, $m_{\tilde{q}}$ =1.2 TeV, $tan\beta$ =2 et m_t =150 GeV, on a $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ =1.58, il faudrait à peu près 10 ans pour observer cet effet à 5 σ dans ces conditions!

4.1.6 Extraction du mode $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell$

Il est donc établi à présent que si la SUSY se manifeste aux énergies de l'ordre du TeV sous la forme du MSSM, des excès d'événements apparaîtront dans différents canaux et en partculier dans le canal trilepton. Mais sera t'il possible de distinguer le mode $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell$+X de toutes les sources de trileptons du MSSM ? La réponse à cette question n'est positive que pour $200 < m_{\tilde{g}} < 600$ GeV avec les coupures TP. Pour s'en convaincre, on peut examiner les distributions des trois variables cinématiques suivantes:

- p_T^{miss}: l'impulsion transverse manquante de chaque événement,
- $m_{3\ell}$: la masse invariante du système formé par leurs trois leptons,
- $E_T = \sum_{i=1}^{3} p_T(l_i) + p_T^{miss}$: leur énergie transverse scalaire.

Les figures 4.34-38, tout comme les figures 4.40-44, montrent les distributions de ces variables pour différentes coupures et différentes valeurs des paramètres; elles ont toutes la même structure: respectivement

$$\begin{cases} \frac{d\sigma}{dp_T^{miss}} \text{ en pb/10 GeV en fonction du } \mathrm{p_T^{miss}} \text{en GeV,} \\ \frac{d\sigma}{dm_{3\ell}} \text{ en pb/20 GeV en fonction de } \mathrm{m}_{3\ell} \text{ en GeV,} \\ \frac{d\sigma}{dE_T} \text{ en pb/20 GeV en fonction de } \mathrm{E_T} \text{ en GeV,} \end{cases} \tag{4.5}$$

la luminosité intégrée étant de $\int \mathcal{L}dt = 10^4$ pb^{-1}. Les figures 4.34-38 montrent que le signal ne domine les bruits de fond qu'entre $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV et $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV.

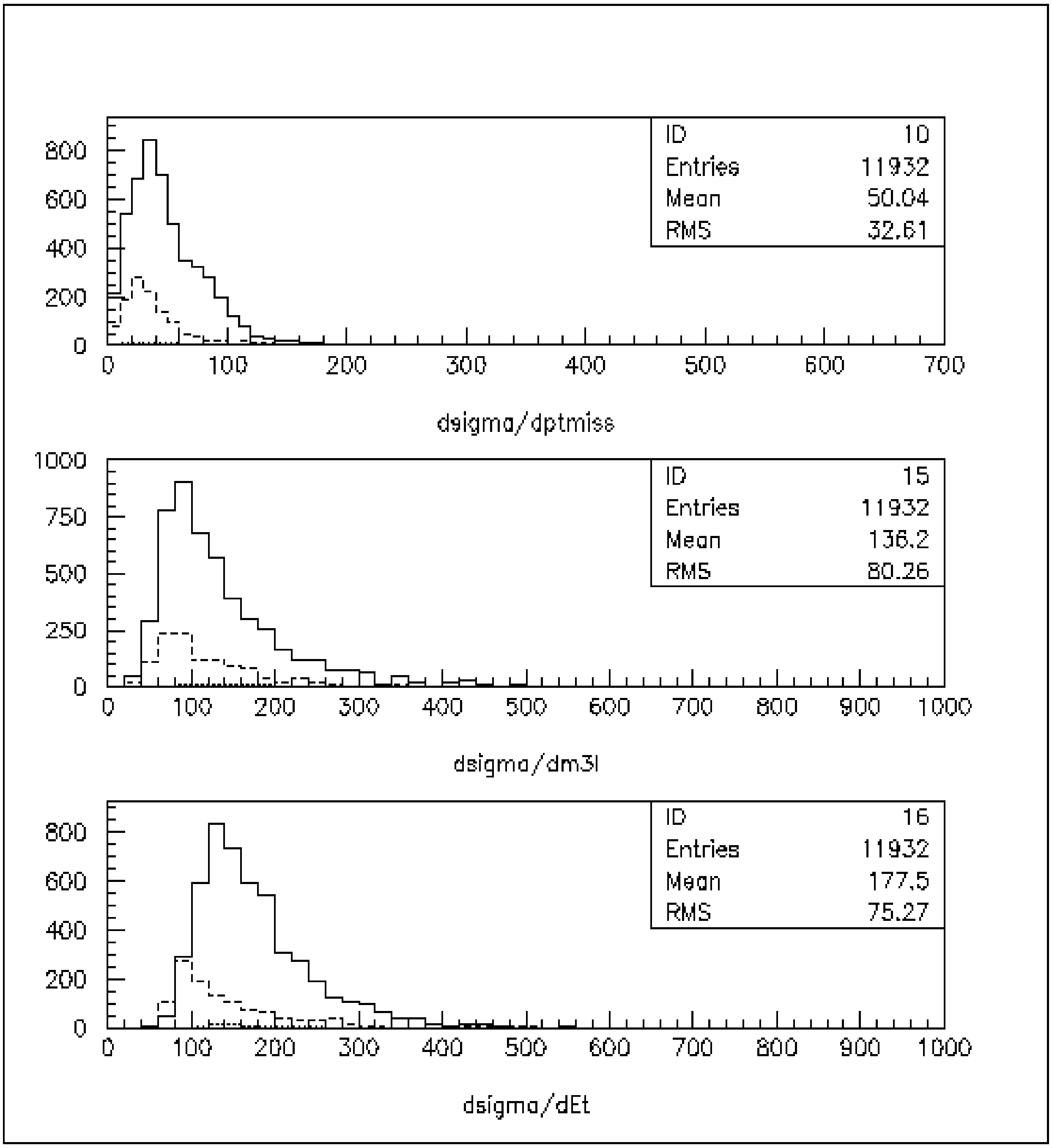


Figure 4.34: Distributions des p_T^{miss}, $m_{3\ell}$ et E_T pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV après les coupures TP. Le signal est en tirets, la somme des bruits de fond en trait plein et la contribution du MS en pointillés; $\int \mathcal{L}dt = 10^4\ pb^{-1}$.

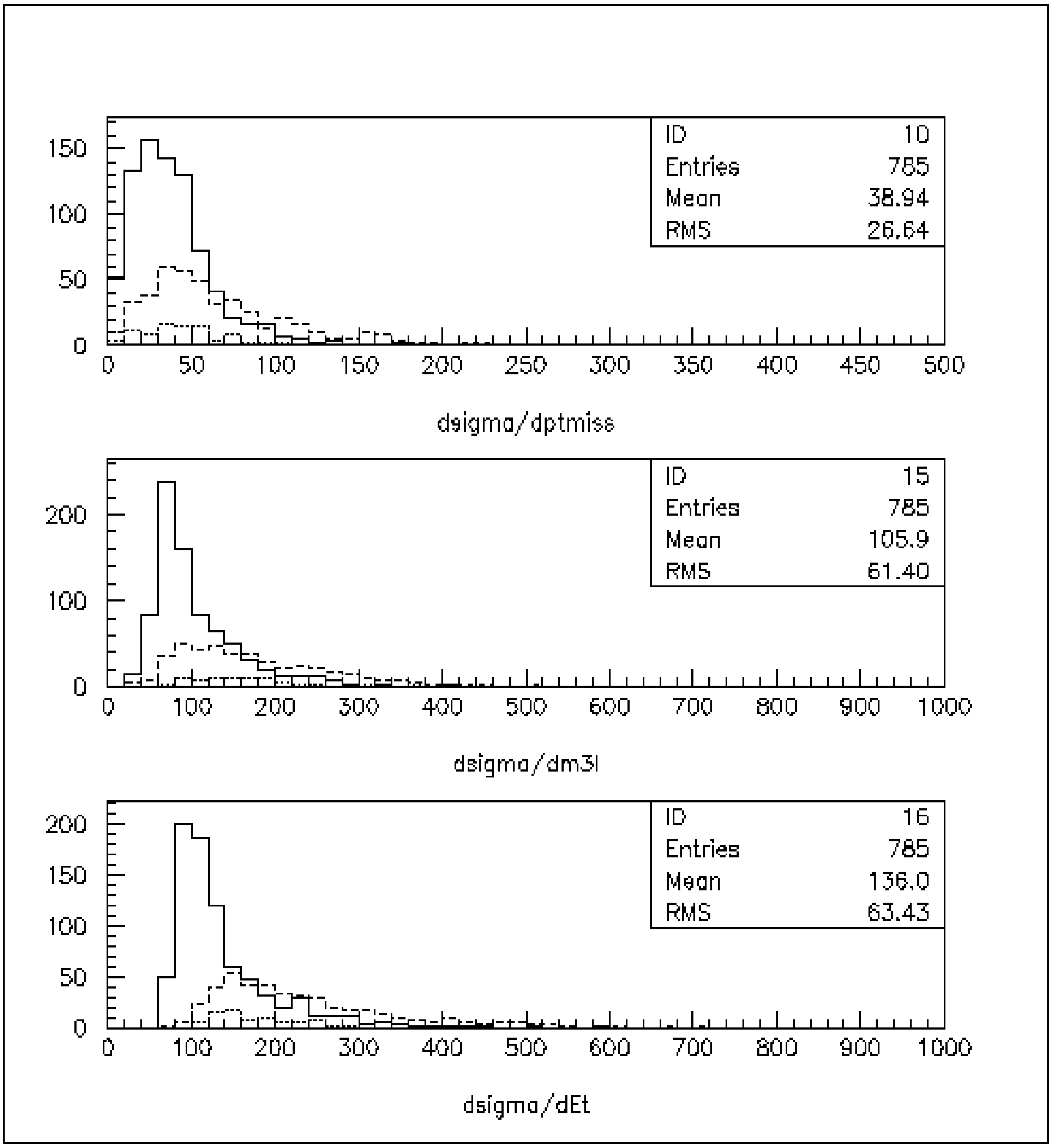


Figure 4.35: Analogue à la figure 4.34 mais $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV et le signal est ici en trait plein et la somme des bruits de fond en tirets.

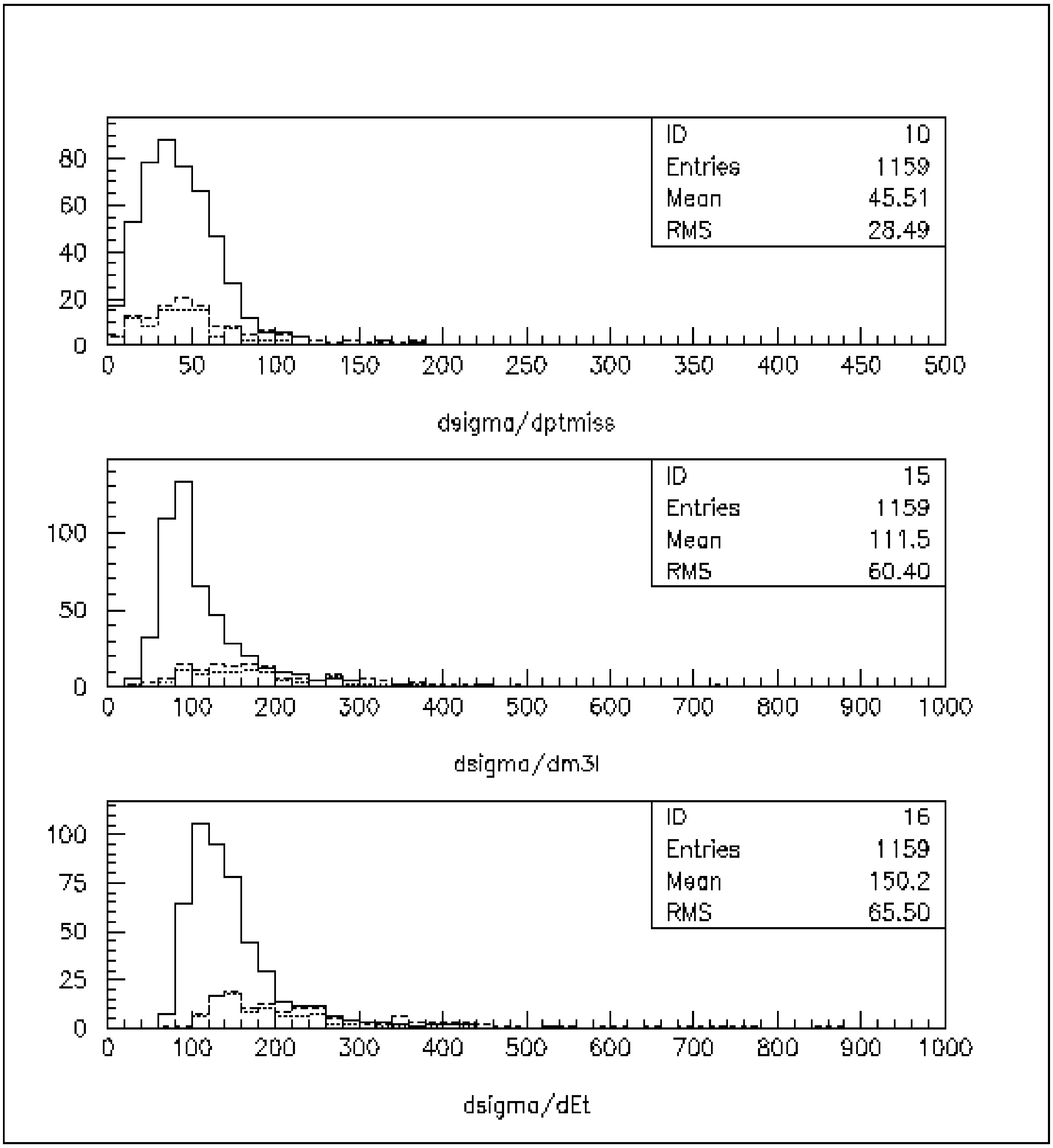


Figure 4.36: Analogue à la figure 4.35 pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV.

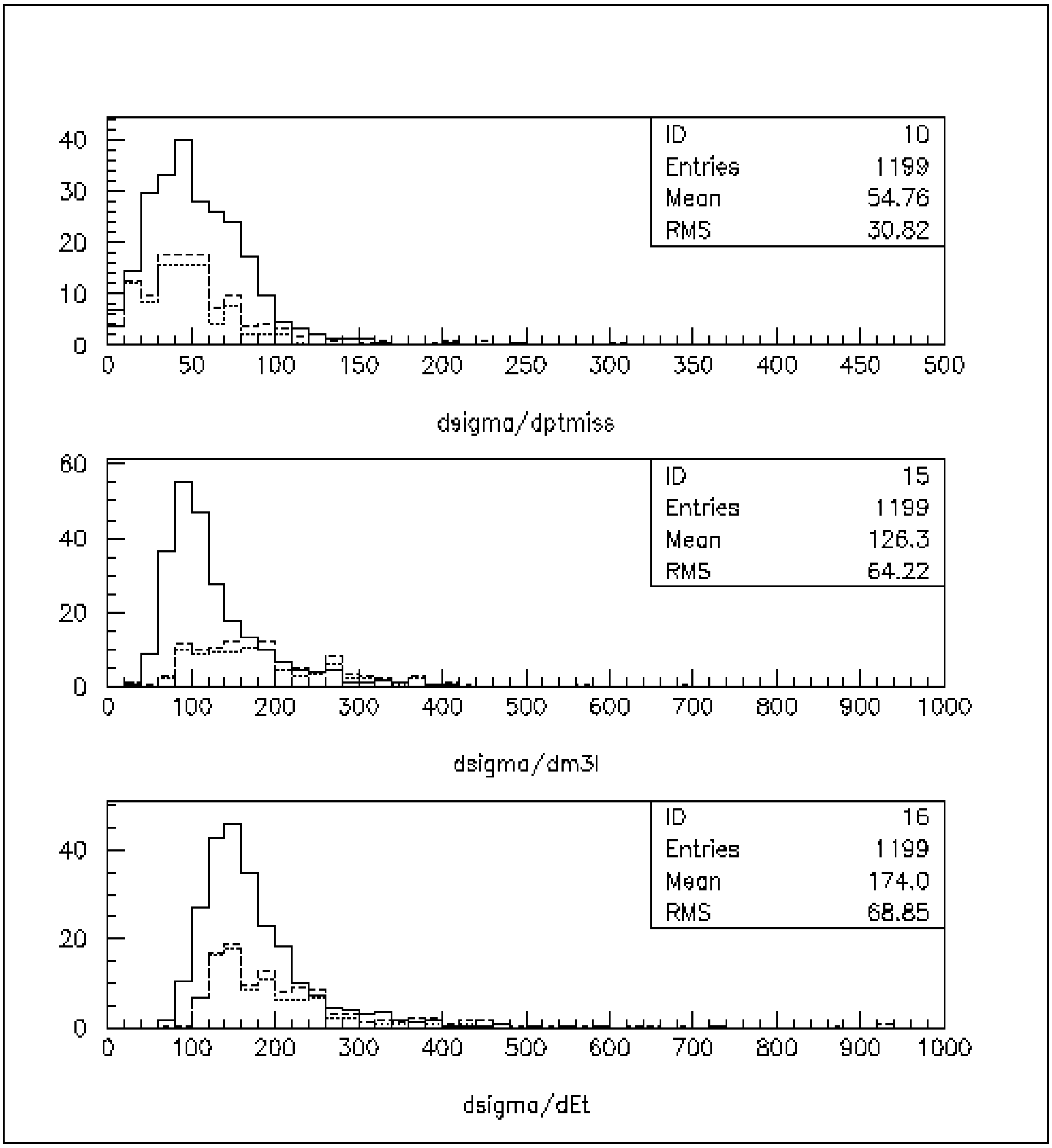


Figure 4.37: Analogue à la figure 4.35 pour $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV.

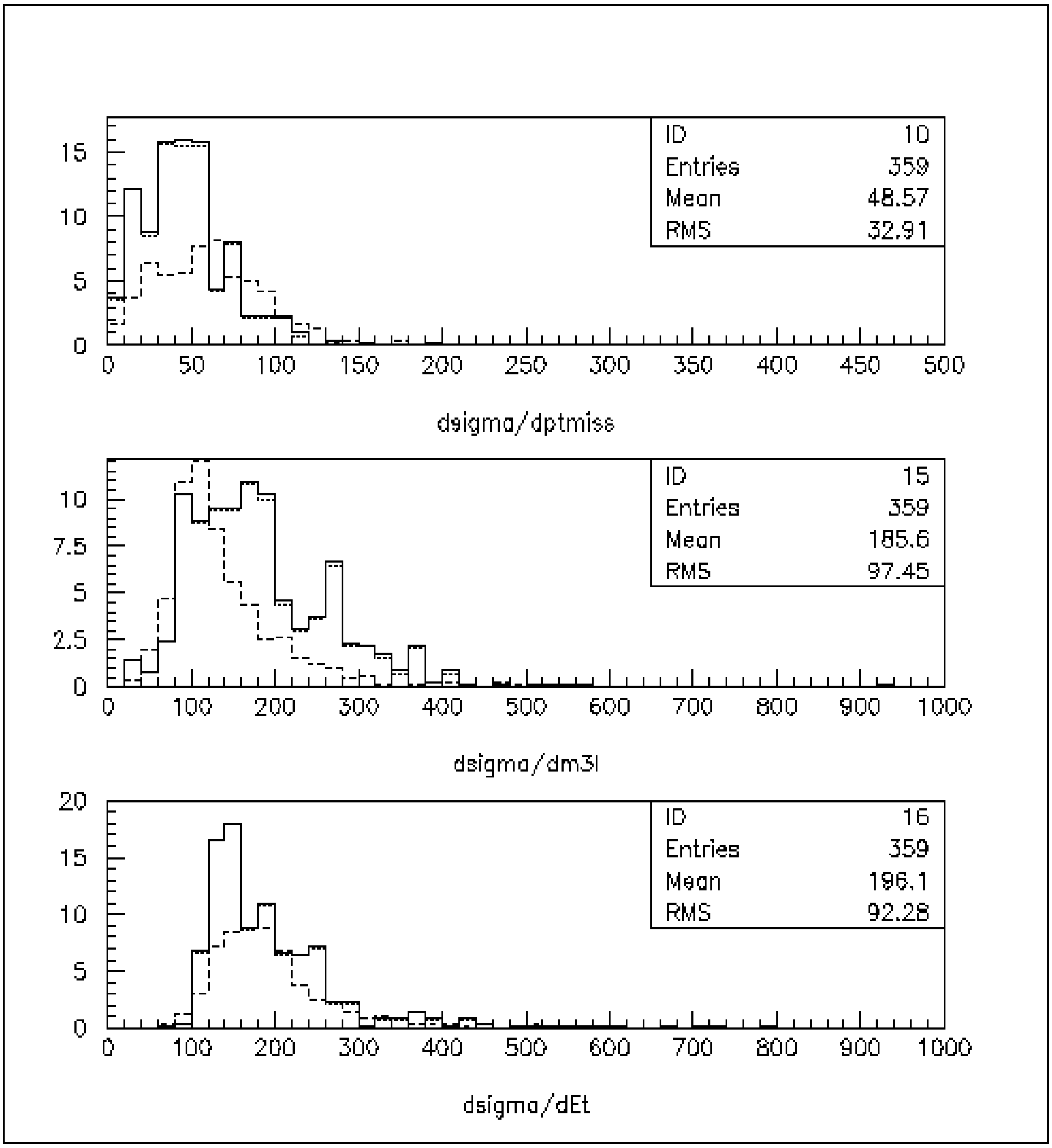


Figure 4.38: Analogue à la figure 4.34 pour $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

Pour permettre la détection du signal sur l'ensemble du domaine que nous avons choisi dans l'espace des paramètres (cf (4.1)), il nous faut durcir les coupures et essayer d'accéder aux points où $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV et $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

Pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV, la figure suivante suggère d'appliquer une réjection totale des jets.

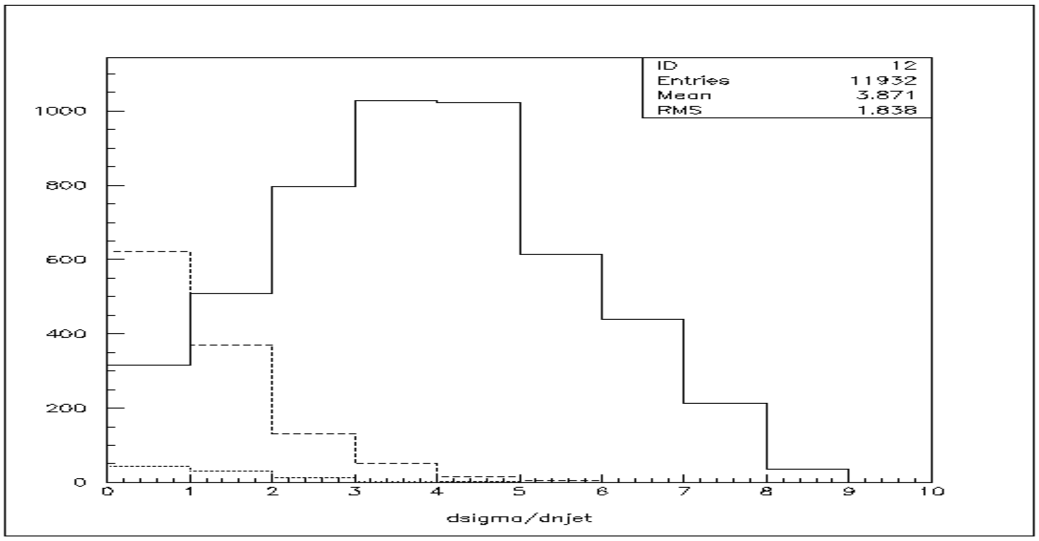


Figure 4.39: Distribution de la multiplicité des jets. Le signal est en tirets et la somme des bruits de fond en trait plein.

Nous adoptons donc la série de coupures: TP et NJET=0 (c'est-à-dire sans jet de plus de 10 GeV en p_T). Comme nous cherchons désormais à extraire le mode particulier $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \to 3\ell + X$, nous considérons que le signal s'apparente à ce seul processus toutes les autres sources de trileptons contribuant au bruit de fond. Le but de cette démarche est de pouvoir extraire à l'issue de cette analyse des informations ne concernant spécifiquement que le $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \to 3\ell + X$.

Nous pouvons observer sur les distributions suivantes qu'avec la réjection totale des jets on récupère le point $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV mais pas celui où $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

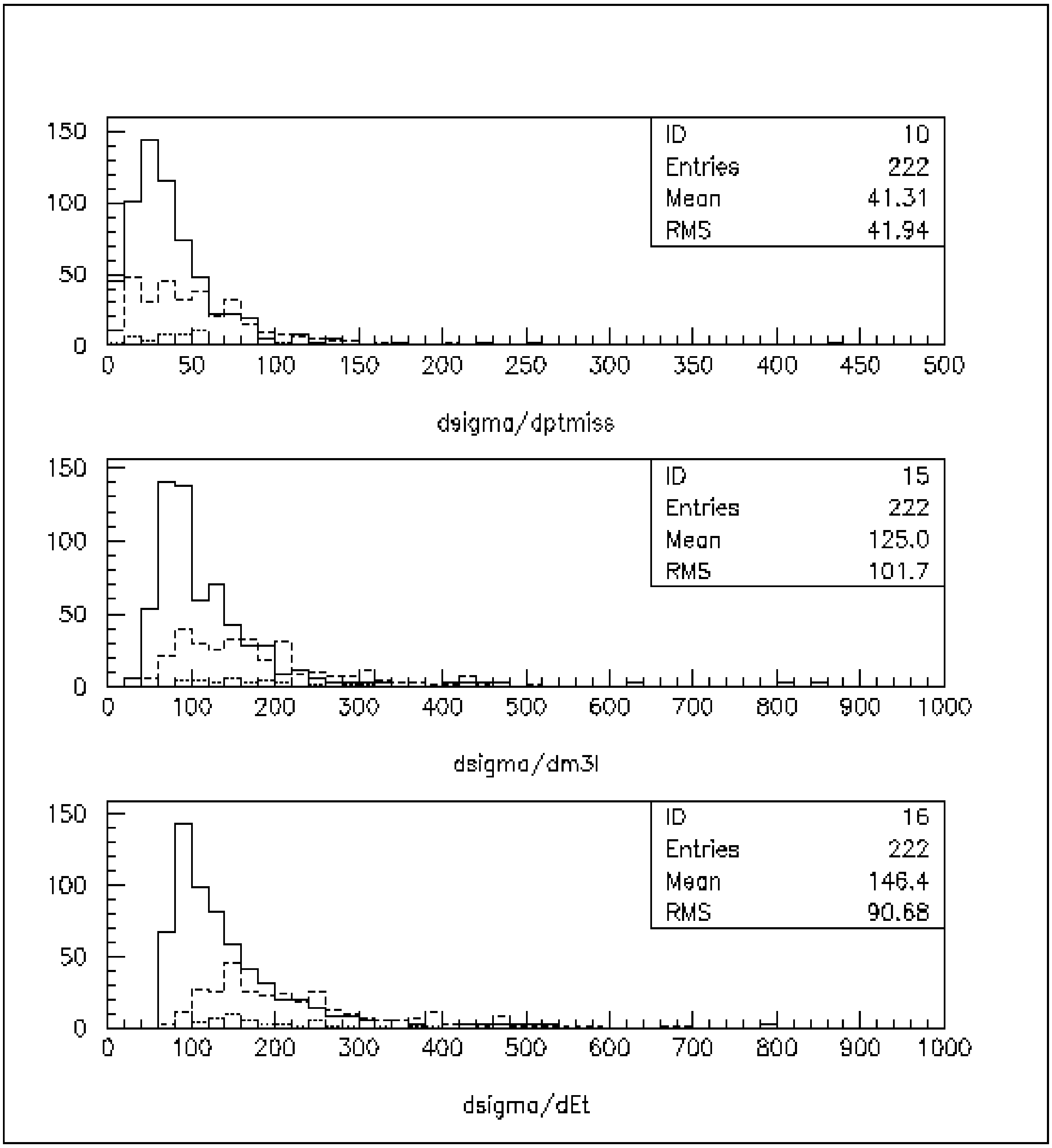


Figure 4.40: Analogue à la figure 4.35 après les coupures TP et NJET=0 pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV.

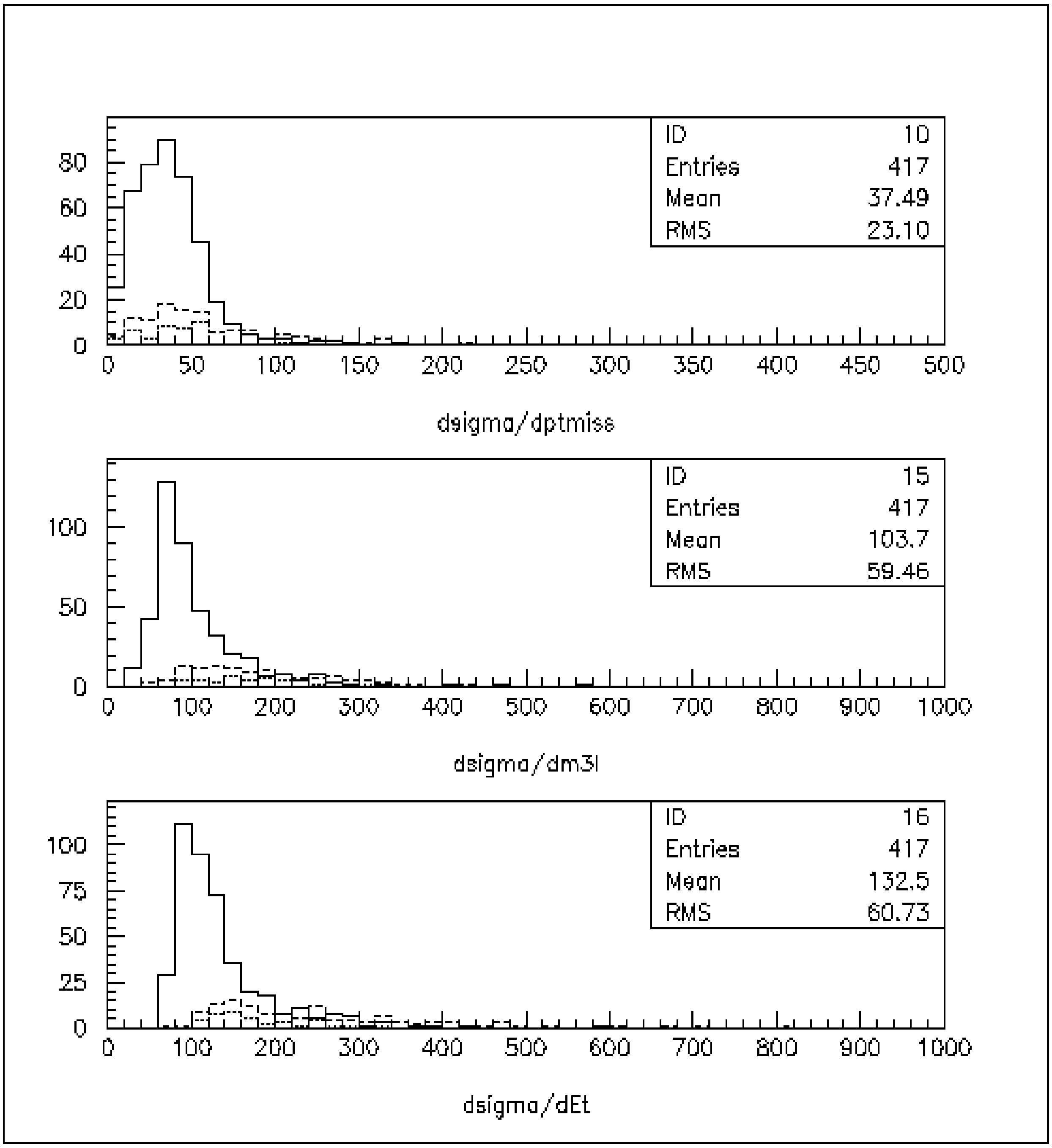


Figure 4.41: Analogue à la figure 4.40 pour $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV.

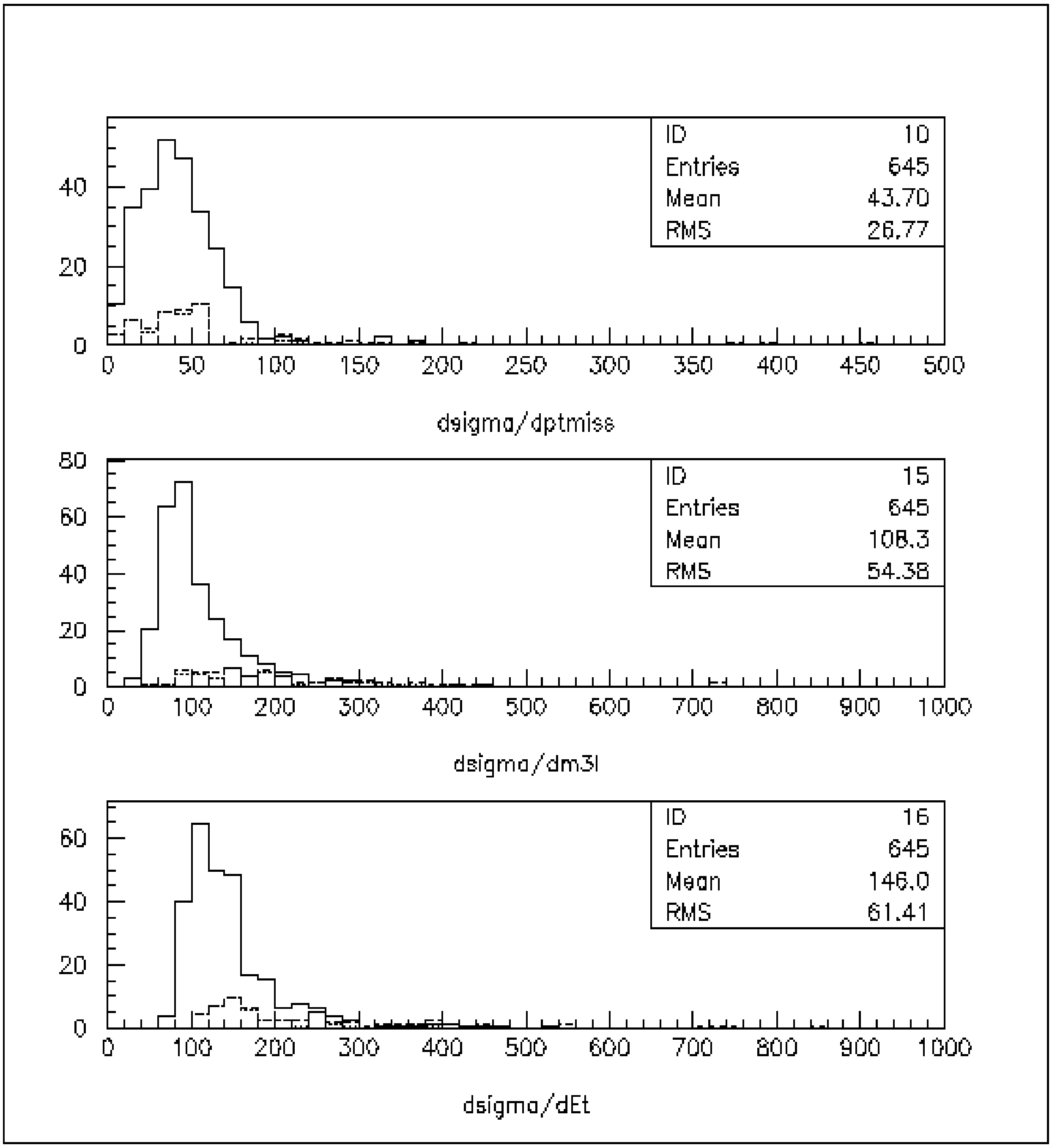


Figure 4.42: Analogue à la figure 4.40 pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV.

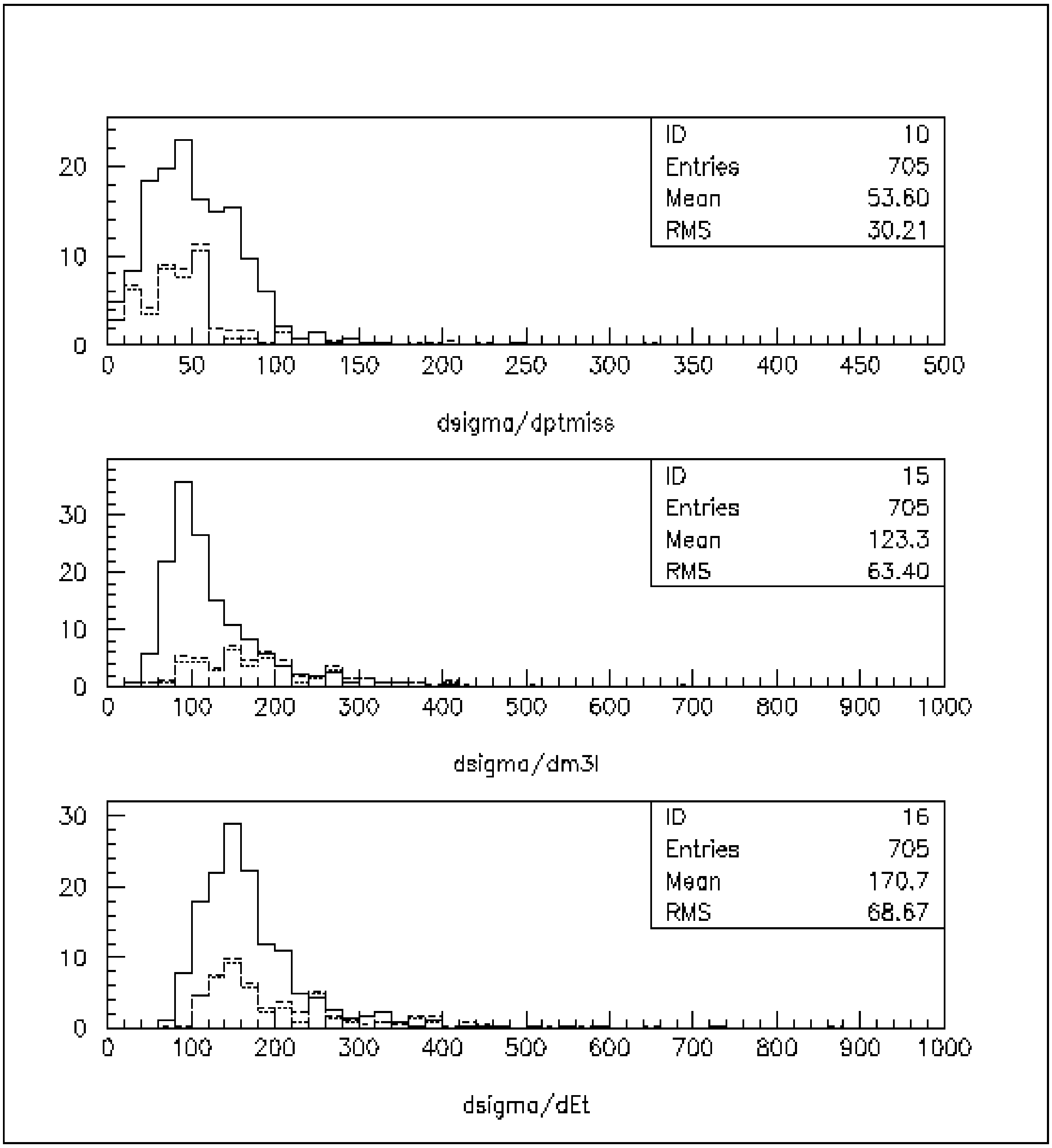


Figure 4.43: Analogue à la figure 4.40 pour $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV.

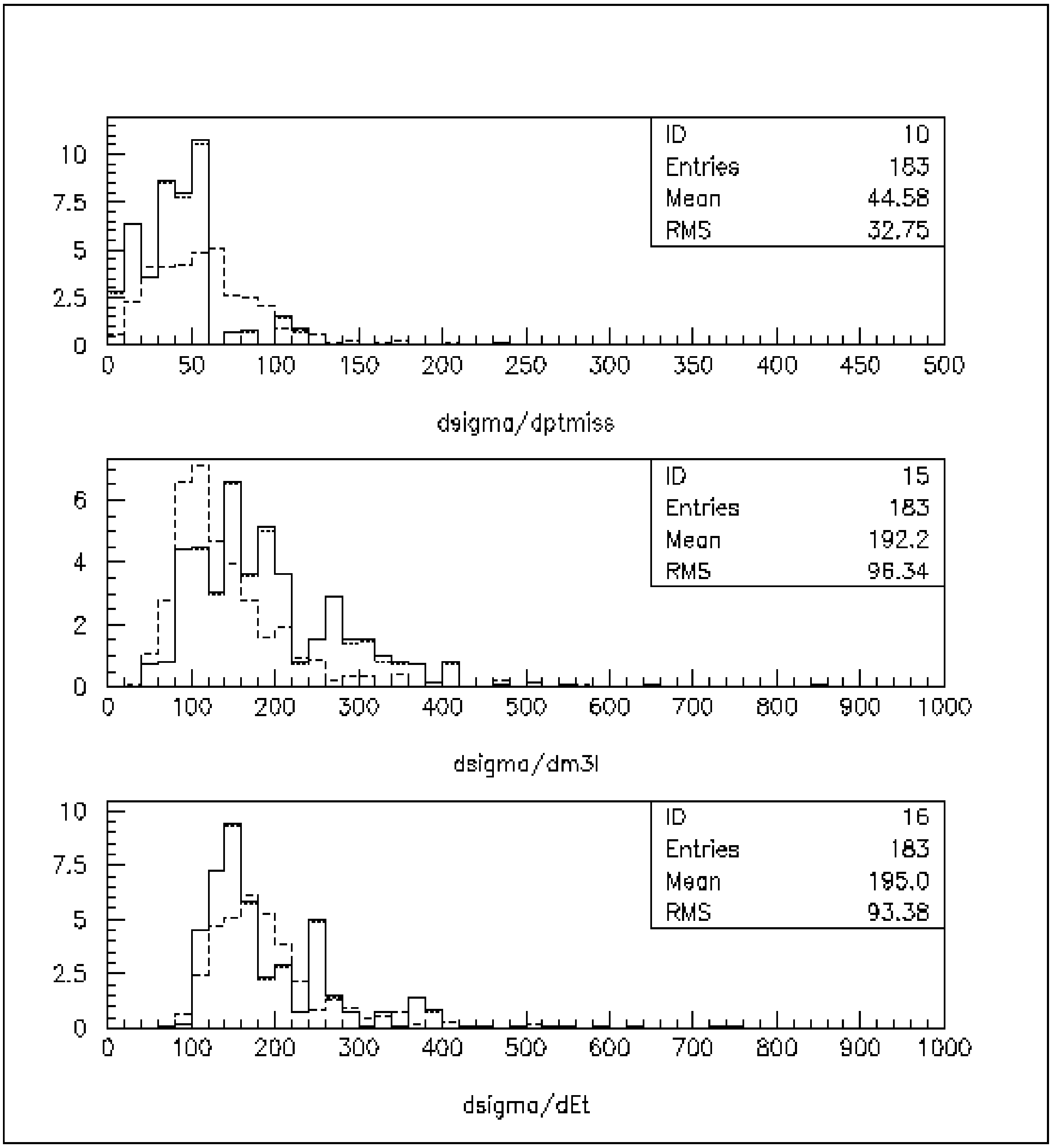


Figure 4.44: Analogue à la figure 4.40 pour $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

Nous pouvons faire les quelques remarques suivantes sur ces distributions:

. on note que le rapport du nombre d'événement du MSSM au nombre d'événement du MS décroît quand $m_{\tilde{g}}$ augmente; cela est simplement dû au fait que les sections efficaces du MSSM diminue quand $m_{\tilde{g}}$ augmente alors que les sections efficaces standards sont constantes,

. la contribution des bruits de fond standards au bruit de fond total devient de plus en plus importante quand $m_{\tilde{g}}$ croît, pour la raison citée ci-dessus. Elle devient dominante pour $m_{\tilde{g}} \geq$400 GeV,

. les variables cinématiques choisies ne sont pas discriminantes: elles montrent tour à tour la domination du signal ou des bruits de fond mais sans inspirer de coupures qui les distingueraient davantage.

Comme dans le cas des coupures TP, nous avons recalculé les nombres d'événements attendus, l'efficacité du signal et les taux de réjection des bruits de fond. Ces informations sont répertoriées dans les tableaux suivants.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 200\ GeV$,	$m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20 GeV$,		$tan\beta = 2$
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	82.337	600.233	$\epsilon = 0.268\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.734	5.351	$R = 5.95 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.241	1.760	$R = 3.725 \times 10^6$
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.525	3.829	$R = 5 \times 10^4$
$\tilde{G}\tilde{q}$	5.227	38.106	R =16666.67
$\tilde{l}\tilde{l}$	16.415	119.665	R =74.63
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	0.051	0.372	R =821.92
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.057	0.415	R =680.27
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	0.083	0.604	R =270.27
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	0.160	1.167	R =123.92
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.237	1.725	R =965.25
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	12.396	90.365	R =29.83
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$	0.151	1.101	R =195.31
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_4^0$	0.320	2.336	R =185.19
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$	0.082	0.596	R =370.37
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	0.147	1.069	R =1250.00
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	0.051	0.375	R =2500.00

Tableau 4.29: Analyse des processus SUSY pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV après les coupures TP et NJET=0, $\int \mathcal{L}dt = 10^4\ pb^{-1}$.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 300\ GeV$, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV$, $tan\beta = 2$			
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	57.656	420.314	$\epsilon = 0.513\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 6.12 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 7.45 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 2 \times 10^6$
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 75 \times 10^3$
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.294	2.147	$R = 72 \times 10^3$
$\tilde{l}\tilde{l}$	5.585	40.718	R =62.5
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	0.017	0.122	R =1111.11
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.066	0.483	R =2500.00
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	4.811	35.070	R =31.06
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	0.069	0.504	R =833.33
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	0.021	0.152	R = 1666.67

Tableau 4.30: Analogue au tableau 4.29 pour $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 400\ GeV$, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV$, $tan\beta = 2$			
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	36.946	269.336	$\epsilon = 0.796\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 1.49 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 1.8 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 8 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 27 \times 10^3$
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 10^5$
$\tilde{l}\tilde{l}$	1.941	14.152	R =80.36
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.009	0.067	R =2500.00
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	0.	0.	$R > 10^4$
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	0.005	0.036	R =2500.00

Tableau 4.31: Analogue au tableau 4.29 pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 500\ GeV,$ $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV,$ $tan\beta = 2$			
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	19.432	141.659	$\epsilon = 0.868\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 6.1 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.	0.	$R >$2360.00
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 10^5$
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 3 \times 10^4$
$\tilde{l}\tilde{l}$	0.908	6.623	$R =$80.36
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	0.649	4.729	$R =$50.76

Tableau 4.32: Analogue au tableau 4.29 pour $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 600\ GeV,$ $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV,$ $tan\beta = 2$			
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	4.885	35.610	$\epsilon = 0.418\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 7.5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 2.45 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 6 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 10^5$
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 32 \times 10^3$
$\tilde{l}\tilde{l}$	0.171	1.247	$R =$222.22
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	0.075	0.547	$R =$225.00

Tableau 4.33: Analogue au tableau 4.29 pour $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 200\ GeV$, $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$, $tan\beta = 2$			
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	27.261	198.732	$\epsilon = 0.055\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 4.55 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 9.5 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^4$
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^4$
$\tilde{l}\tilde{l}$	0.205	1.493	$R = 156.25$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	0.011	0.082	$R = 3846.15$
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.026	0.191	$R = 1785.71$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	0.027	0.199	$R = 2500.00$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	0.035	0.253	$R = 1000.00$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.049	0.355	$R = 5000.00$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	0.	0.	$R > 5000.00$
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$	0.391	2.848	$R = 312.5$
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$	0.015	0.108	$R = 1666.67$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$	0.752	5.484	$R = 37.04$
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	0.051	0.371	$R = 2500.00$

Tableau 4.34: Analogue au tableau 4.29 pour $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 300\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},$		$tan\beta = 2$
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	11.904	86.780	$\epsilon = 0.062\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 6 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 1.75 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 2.5 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^4$
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^4$
$\tilde{l}\tilde{l}$	0.013	0.097	$R =375.00$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	0.004	0.027	$R =5000.00$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.055	0.398	$R =1225.00$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	0.024	0.176	$R =2500.00$
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	0.015	0.110	$R =2500.00$
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	0.014	0.102	$R =2500.00$

Tableau 4.35: Aanlogue au tableau 4.34 pour $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 400\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},$		$tan\beta = 2$
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	5.903	43.032	$\epsilon = 0.071\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 2 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 10^6$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 2.5 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 10^4$
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^4$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	0.009	0.069	$R =2500.00$
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	0.	0.	$R >5000.00$
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	0.	0.	$R >2500.00$
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	0.005	0.036	$R >2500.00$

Tableau 4.36: Analogue au tableau 4.34 pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 500\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},$		$tan\beta = 2$
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	3.985	29.053	$\epsilon = 0.099\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 1.38 \times 10^6$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 6 \times 10^4$
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 10^4$
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 10^4$

Tableau 4.37: Analogue au tableau 4.34 pour $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 600\ GeV,$	$m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}},$		$tan\beta = 2$
Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	2.972	21.667	$\epsilon = 0.139\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 6 \times 10^6$
$\tilde{G}\tilde{g}$	0.	0.	$R > 10^4$
$\tilde{G}\tilde{q}$	0.	0.	$R > 10^4$

Tableau 4.38: Analogue au tableau 4.34 pour $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

Processus	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$t\bar{t}_{175}$	0.	0.	$R > 6{\times}10^6$
$t\bar{t}_{150}$	0.975	7.105	$R = 1.2{\times}10^6$
WZ	6.426	46.848	R =4083.33
ZZ	3.840	27.993	R =2882.88

Tableau 4.39: Analogue au tableau 4.29 pour les processus standards.

Nous avons calculé la significance statistique qui correspond cette fois à la détection du canal $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \to 3\ell + X$, tous les autres sources de trileptons étant considérées comme des bruits de fond. Les résultats apparaissent sur les figures suivantes.

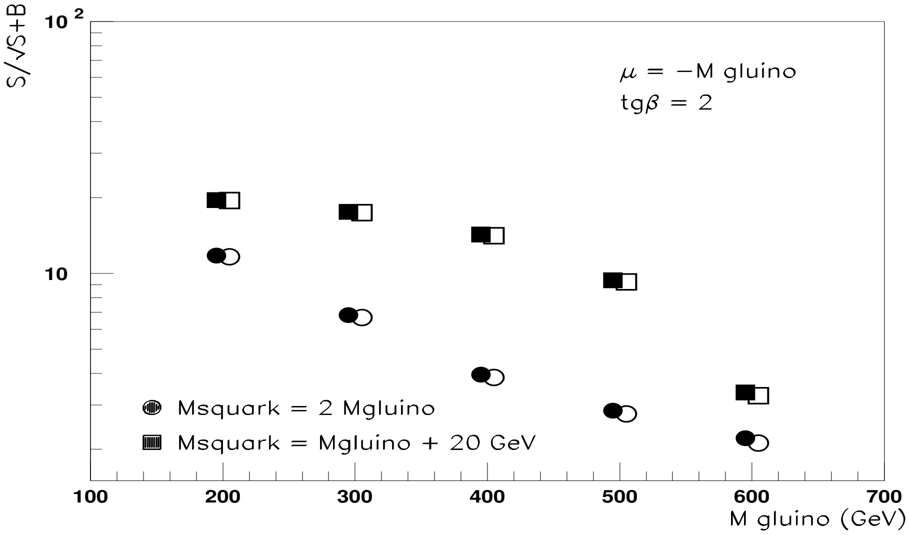


Figure 4.45: Signification statistique du signal par rapport à la somme des bruits de fond du MS et du MSSM pour les coupures TP et NJET=0. En noir m_t =175 GeV et en blanc m_t =150 GeV.

Ces résultats montrent que l'on peut mettre en évidence à 5σ le processus $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \to 3\ell + X$ avec une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1}:

- jusqu'à $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+20 GeV et
- jusqu'à $m_{\tilde{g}}$ =300 GeV pour $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$.

Dans le cas le plus défavorable: $m_{\tilde{g}} = -\mu$ =600 GeV, $m_{\tilde{q}}$ =1.2 TeV, $tan\beta$ =2 et m_t =150 GeV. Dans ces conditions, il faudrait 5.56×10^4 pb^{-1} pour mettre en évidence cet effet à 5 σ.

4.1.7 La corrélation entre l'impulsion leptonique et l'impulsion manquante

Avant d'appliquer la réjection totale des jets dans les événements trilepton nous avons emprunté d'autres démarches basées sur des contraintes cinématiques. La principale contrainte que nous ayons trouvé est la corrélation entre les impulsions des leptons et l'impulsion manquante. Cette corrélation est une conséquence directe de la conservation de l'impulsion.

On suppose qu'à la suite du processus de Drell-Yan produisant la paire $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$, le $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ et le $\tilde{\chi}_2^0$ partent dos-à-dos:

$$\overrightarrow{p(\tilde{\chi}_1^{\pm})} = -\overrightarrow{p(\tilde{\chi}_2^0)}$$

$$\sum_{i=1}^{3} \overrightarrow{p(l_i)} = -\overrightarrow{p(\tilde{\chi}_1^0\prime)} - \overrightarrow{p(\chi_1^0)} - \overrightarrow{p(\nu)}$$

$$donc \qquad \sum_{i=1}^{3} p_T(l_i) = p_T^{miss}.$$

Nous noterons cette dernière relation: $p_T(3\ell) = p_T^{miss}$ (4.6).

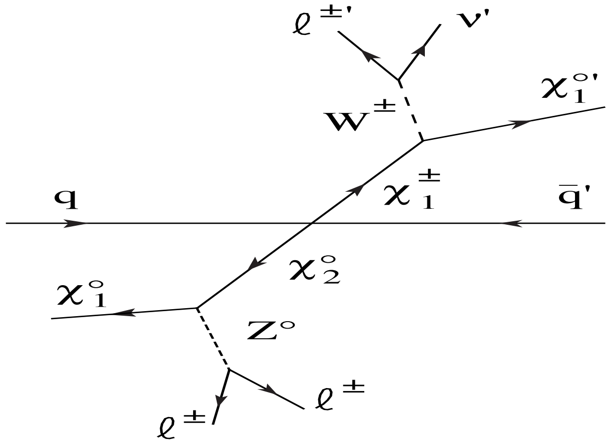


Figure 4.46: Schéma de la désintégration d'une paire $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ en trois leptons.

Les figures 4.47-50 illustrent cette corrélation: elles montrent des histogrammes à deux dimensions avec le p_T^{miss} en abscisse et le $p_T(3\ell)$ en ordonnée ainsi que des histogrammes à une dimension de la différence $p_T(3\ell) - p_T^{miss}$ pour différents processus et différents valeurs des paramètres.

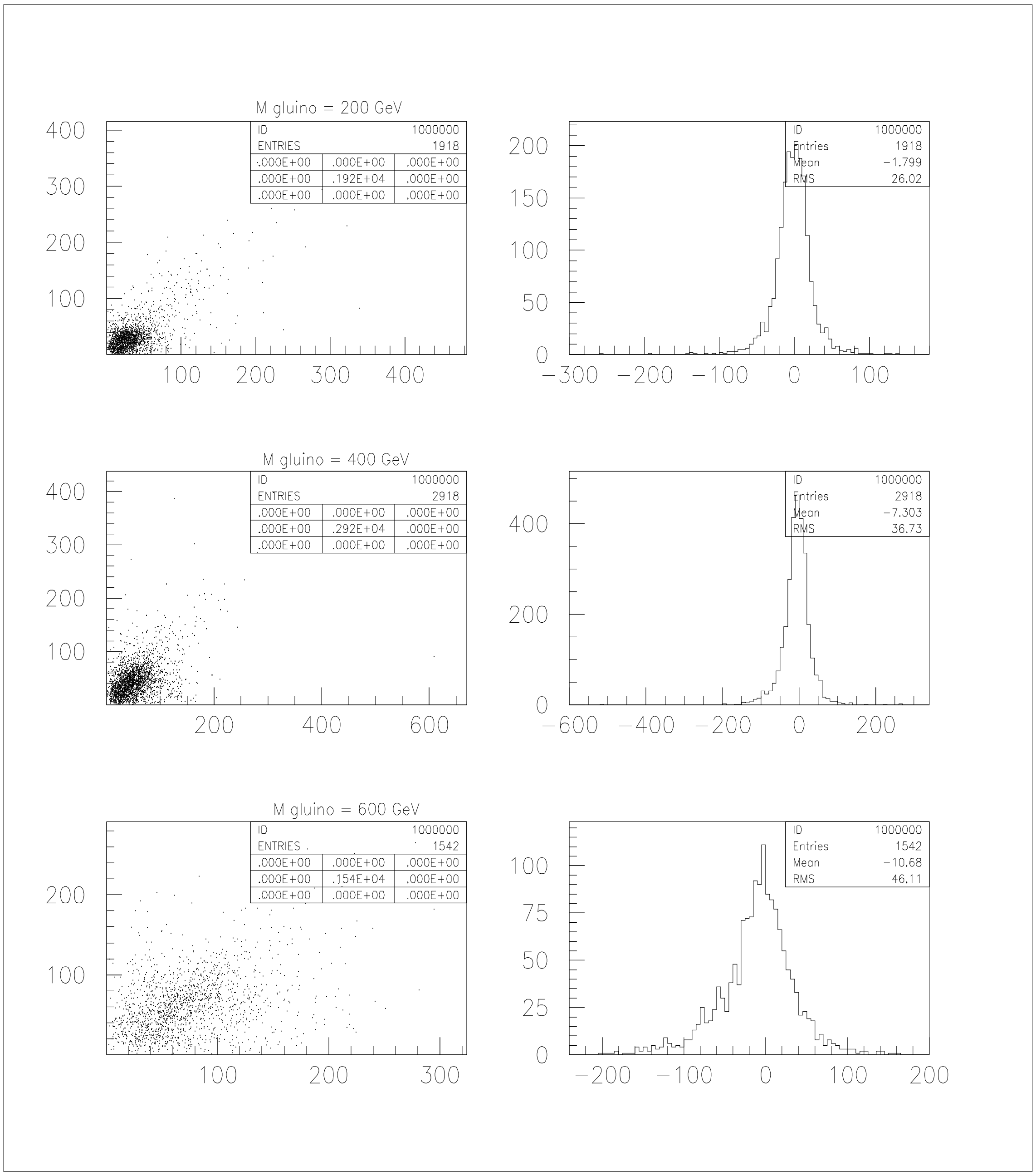


Figure 4.47: Corrélation entre $p_T(3\ell)$ et p_T^{miss} (gauche) et différence $p_T(3\ell) - p_T^{miss}$ (droite) pour le signal. En haut $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV, au milieu $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV et en bas $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

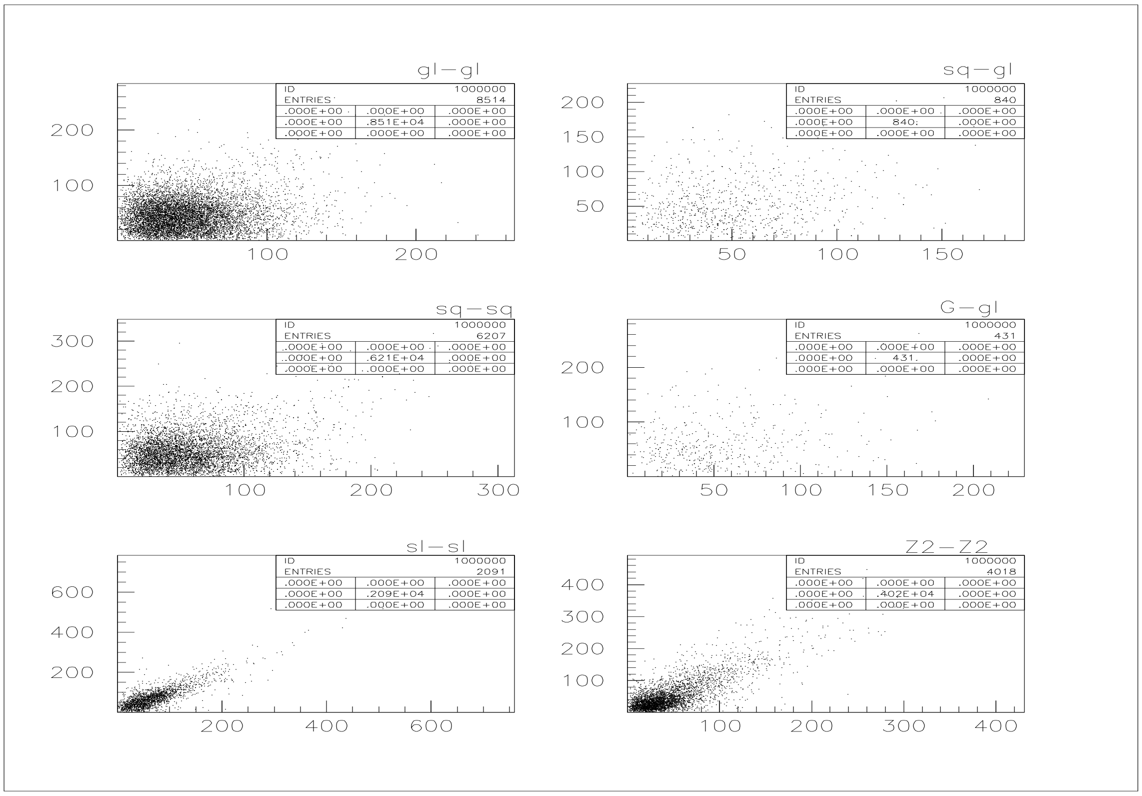


Figure 4.48: Corrélation entre $p_T(3\ell)$ et p_T^{miss} pour des processus du MSSM ($m_{\tilde{g}}$ =200 GeV).

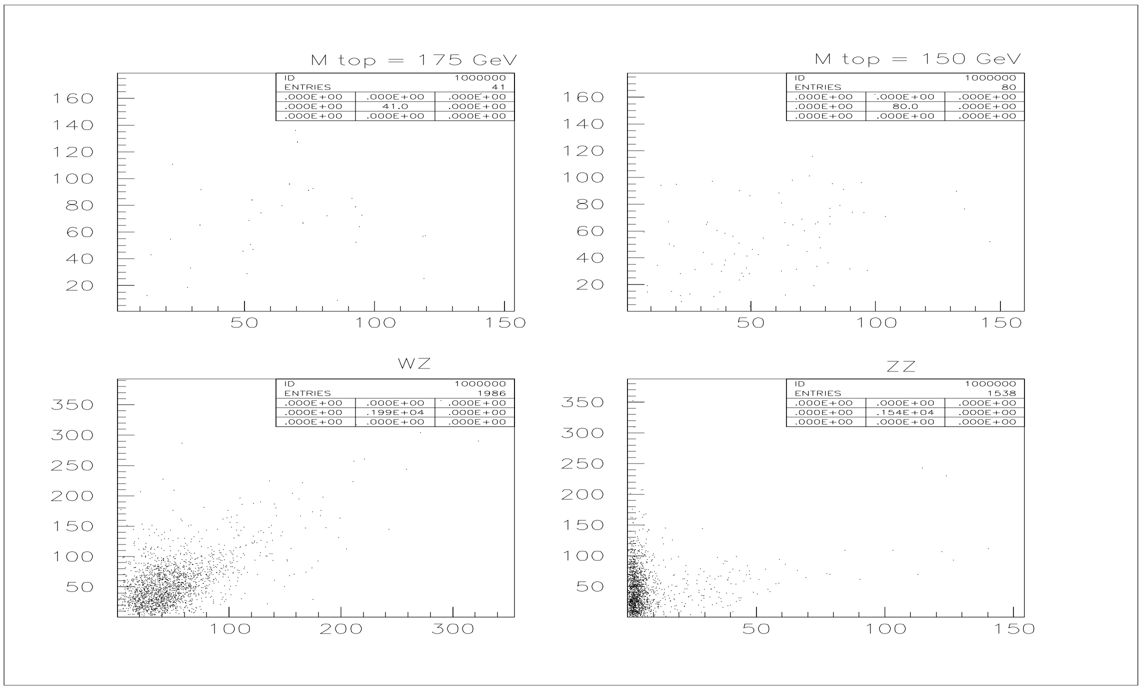


Figure 4.49: Corrélation entre $p_T(3\ell)$ et p_T^{miss} pour des processus standards.

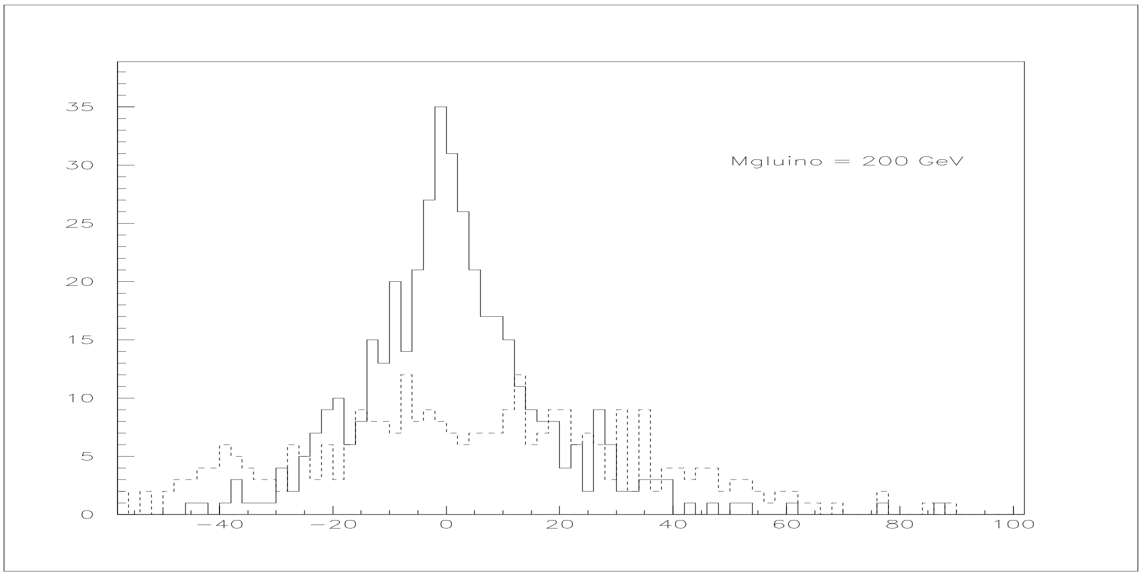


Figure 4.50: La différence $p_T(3\ell) - p_T^{miss}$ pour le signal en trait plein et le $\tilde{g}\tilde{g}$ en tirets ($m_{\tilde{g}}$ =200 GeV).

Le bénéfice espéré en utilisant cette corrélation dans les coupures tient au fait suivant. Pour le signal il est évident que l'impulsion visible (celle des particules détectables) contre-balance l'impulsion manquante et que par conséquent on s'attend à observer clairement la corrélation. Par contre, pour des bruits de fond tels que le $t\bar{t}$ ou le $\tilde{g}\tilde{g}$, la signature est: n jets + m leptons + p_T^{miss}, les seules contraintes étant que $m \geq$3 et que les jets soient mous. Le fait que ces jets soient mous reporte l'énergie des événements sur les leptons qui compensent d'autant mieux l'impulsion manquante. Mais le fait qu'on puisse avoir des leptons supplémentaires ($m >$3) qui emportent une partie de cette énergie fausse quelque peu le bilan établi dans la formule (4.6) On peut alors s'attendre une bien moindre corrélation et ce d'autant mieux que le seuil des jets acceptés est haut. Cela devrait donc singulariser le signal (ainsi que des bruits de fond tels que le WZ ou $\tilde{l}\tilde{l}$ qui sont toutefois moins gênants en raison de leur moindre section effiace). Nous avons donc testé une alternative à la réjection totale des jets en adoptant les coupures TP, avec la coupure (6) modifiée: $\forall|\eta_{jet}| < 3,\ p_T(jet) < 100$ GeV et les coupures suivantes ajoutées:

$$p_T(3\ell) = p_T^{miss} \pm 10 \text{ GeV et} 10 < \mathrm{p_T^{miss}} < 150 \text{ GeV}^3 \qquad (4.7).$$

Les figures 4.51-53 illustrent l'effet de ces nouvelles coupures sur les distributions (4.5); elles montrent qu'elles sont à peine plus efficace que les coupures TP, autrement dit, elles ne peuvent remplacer la réjection des jets dans cette analyse.

[3] La limite inférieure imposée au p_T^{miss} tend à éliminer le bruit de fond ZZ qui n'en a pas a priori et la limite supérieure réduit la contribution des paires de sparticules lourdes.

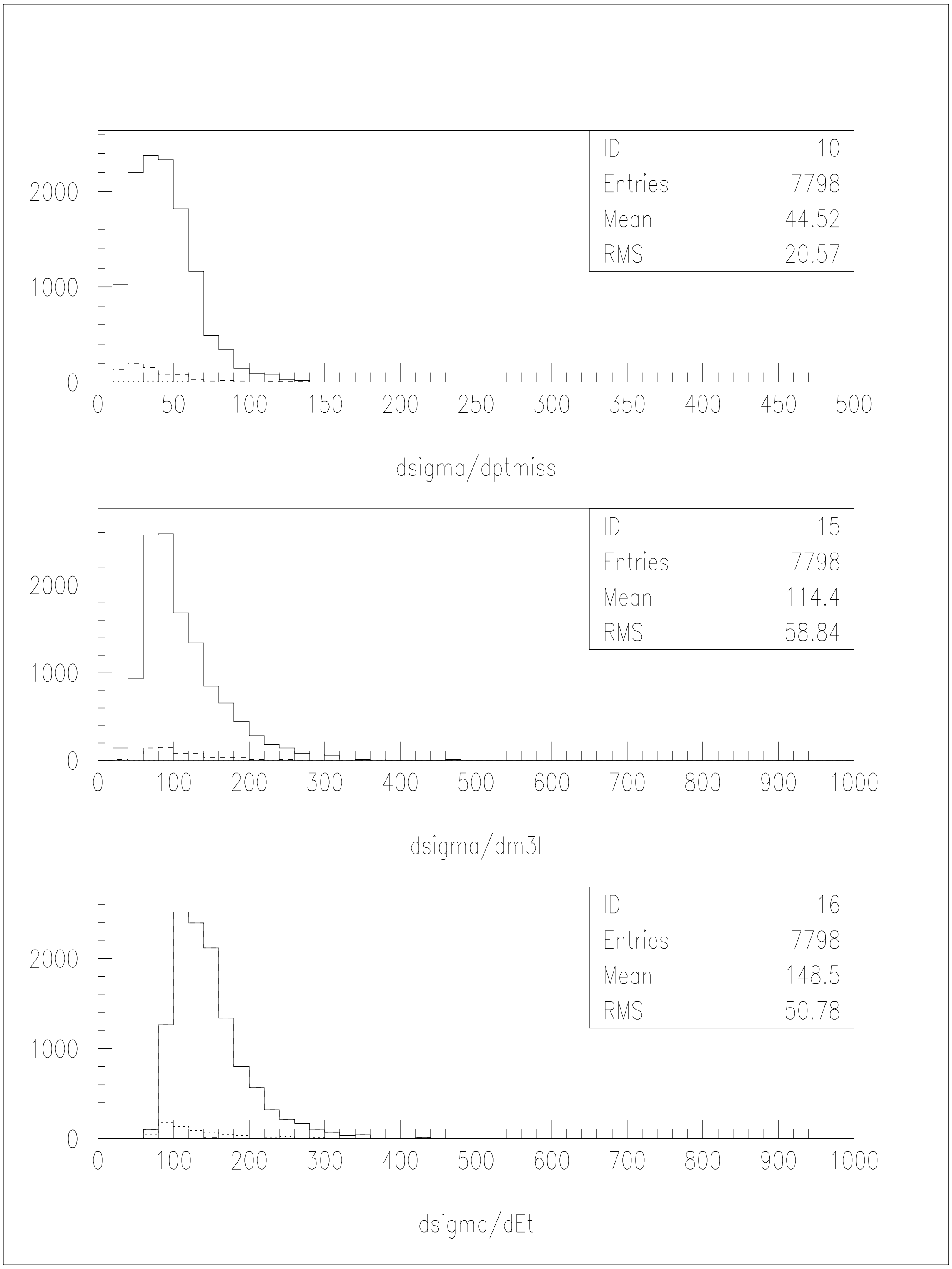


Figure 4.51: Analogue à la figure 4.34 pour les coupures (4.7).
$\int \mathcal{L}dt = 10^4\ pb^{-1}$ et $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV.

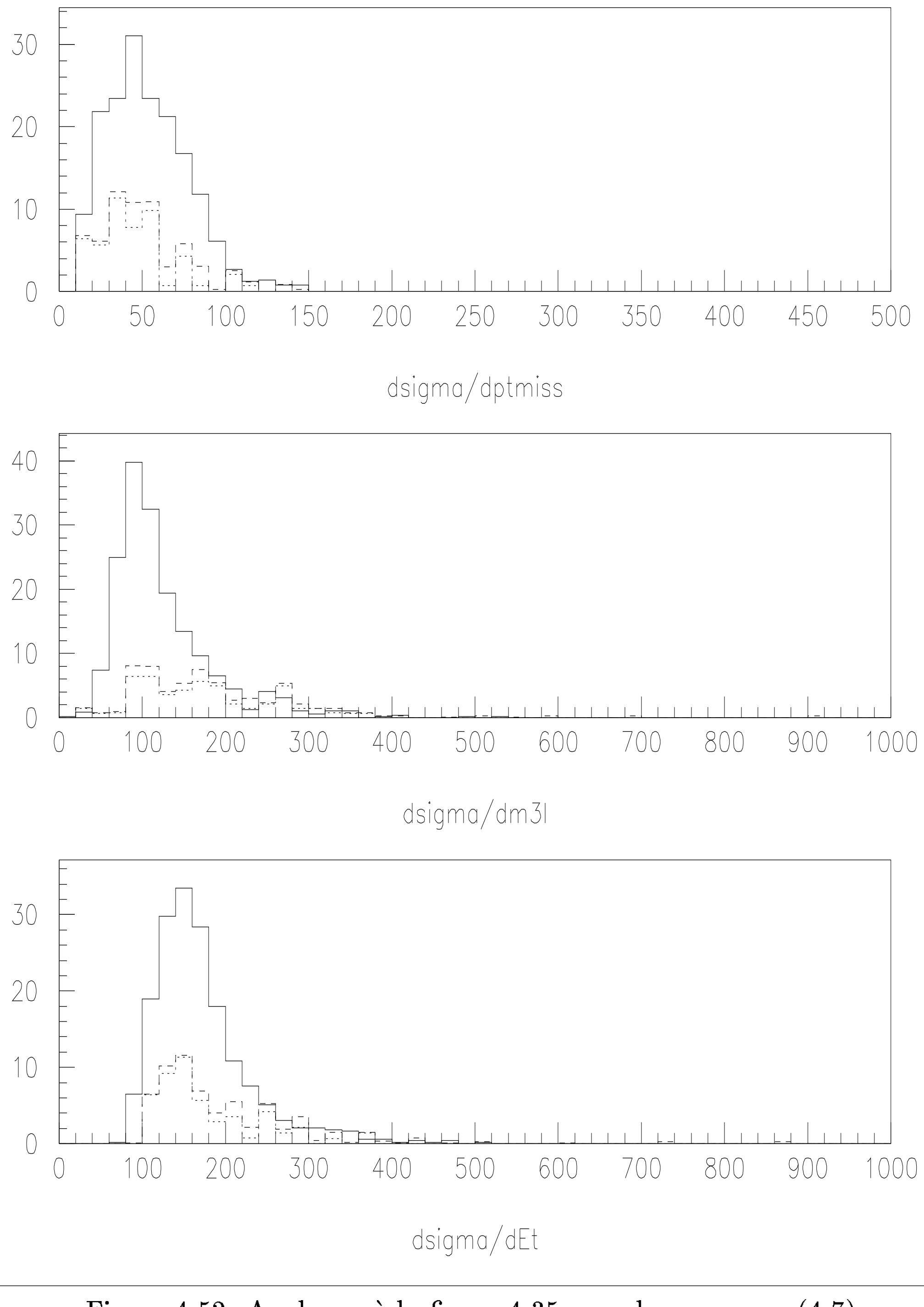


Figure 4.52: Analogue à la figure 4.35 pour les coupures (4.7).
$\int \mathcal{L} dt = 10^4 \ pb^{-1}$ et $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV.

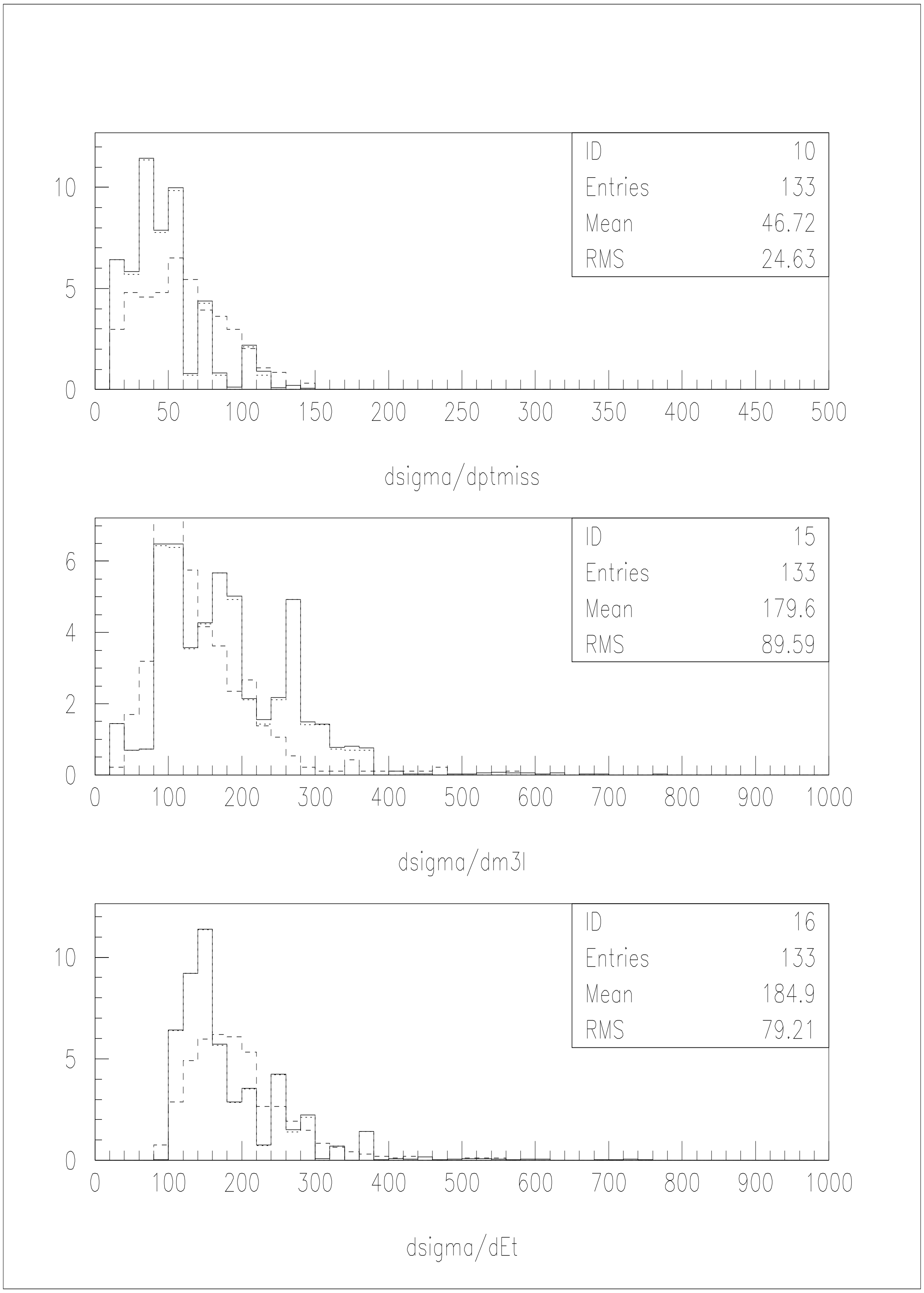


Figure 4.53: Analogue à la figure 4.34 pour les coupures (4.7).
$\int \mathcal{L}dt = 10^4\ pb^{-1}$ et $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

4.1.8 Le domaine de détectabilité du signal trilepton dans l'espace des paramètres

Dans le but de déterminer le domaine de l'espace des paramètres accessible avec le signal trilepton, nous avons extrapolé les résultats de notre simulation, faite avec la relation particulière $m_{\tilde{g}} = -\mu$, à d'autres valeurs de μ. La méthode que nous avons utilisé est basée sur la "hiérarchie" entre les paramètres $m_{\tilde{g}}$, μ et $tan\beta$ telle qu'elle apparaît dans l'étude des masses et des sections efficaces des charginos et des neutralinos (cf 1.3).

Ces quantités dépendent essentiellement de $m_{\tilde{g}}$, elles varient un peu moins en fonction de μ, sauf pour les petites valeurs de $|\mu|$ (partiellement exclues par le LEP I), et encore moins en fonction de $tan\beta$. Si on fait l'hypothèse que $|\mu|$ est suffisament grand, typiquement $|\mu| \geq$200 GeV, le paramètre dominant est $m_{\tilde{g}}$. Par conséquent, nous considérons que l'efficacité du signal et que les taux de réjection des bruits de fond dépendent essentiellement de $m_{\tilde{g}}$.

De façon pratique, pour tenir compte du deuxième paramètre par ordre d'importance, nous avons comparé, pour une valeur fixée de $m_{\tilde{g}}$, les sections efficaces inclusives du signal pour différentes valeurs de μ: $\mu = -m_{\tilde{g}}$, comme dans notre génération d'événements, et $|\mu| \leq$750 GeV mais différent de $-m_{\tilde{g}}$.

Ensuite, nous avons évalué le nombre d'événements attendus en ces points où $\mu \neq -m_{\tilde{g}}$ en proportion des sections efficaces inclusives, en faisant les hypothèses que l'efficacité du signal et que le nombre d'événements total de bruit de fond changent peu puisque nous sommes à $m_{\tilde{g}}$ constant.

Par exemple, dans notre analyse nous avions pour le point:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} = -\mu = 400\ GeV \\ m_{\tilde{q}} = 420\ GeV \\ tan\beta = 2 \end{cases}$$

que nous appellerons point I, une section efficace inclusive $\sigma(pp \to \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0) \times BR(\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \to 3\ell + X)$ =0.377 pb, cela représentait 269.3 événements passant les coupures (TP et NJET=0) pour une luminosité intégrée de $10^4 pb^{-1}$. Parmi tous les bruits de fond, seuls des événements WZ, ZZ, $\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$ *et* $\tilde{l}\tilde{l} \to 3\ell + X$ passaient les coupures, représentant un total de 78.7 événements. La signification statistique du signal était de $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ =14.44 et ce point était donc considéré comme accessible à 5σ. Pour déterminer la section efficace inclusive au point II défini par $m_{\tilde{g}} = m_{\tilde{q}} - 20\ GeV = 400\ GeV$, $tan\beta = 2$, mais $\mu = -200\ GeV$ par exemple, nous avons utilisé la figure 4.54 calculée avec le Monte-Carlo ISAJET 7.08.

Pour garder la même efficacité pour le signal et les mêmes taux de réjection pour des bruits de fond qu'au point I, nous avons pris la même proportion d'événements acceptés, soit $\frac{0.074}{0.377} \times 269.3 \approx 52.860$ événements. En supposant que le bruit de fond total est constant sur le plan $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV, on obtient pour le point II: $\frac{S}{\sqrt{S+B}} = 4.61$. Donc le point II est détectable à 3 σ mais pas à 5 σ.

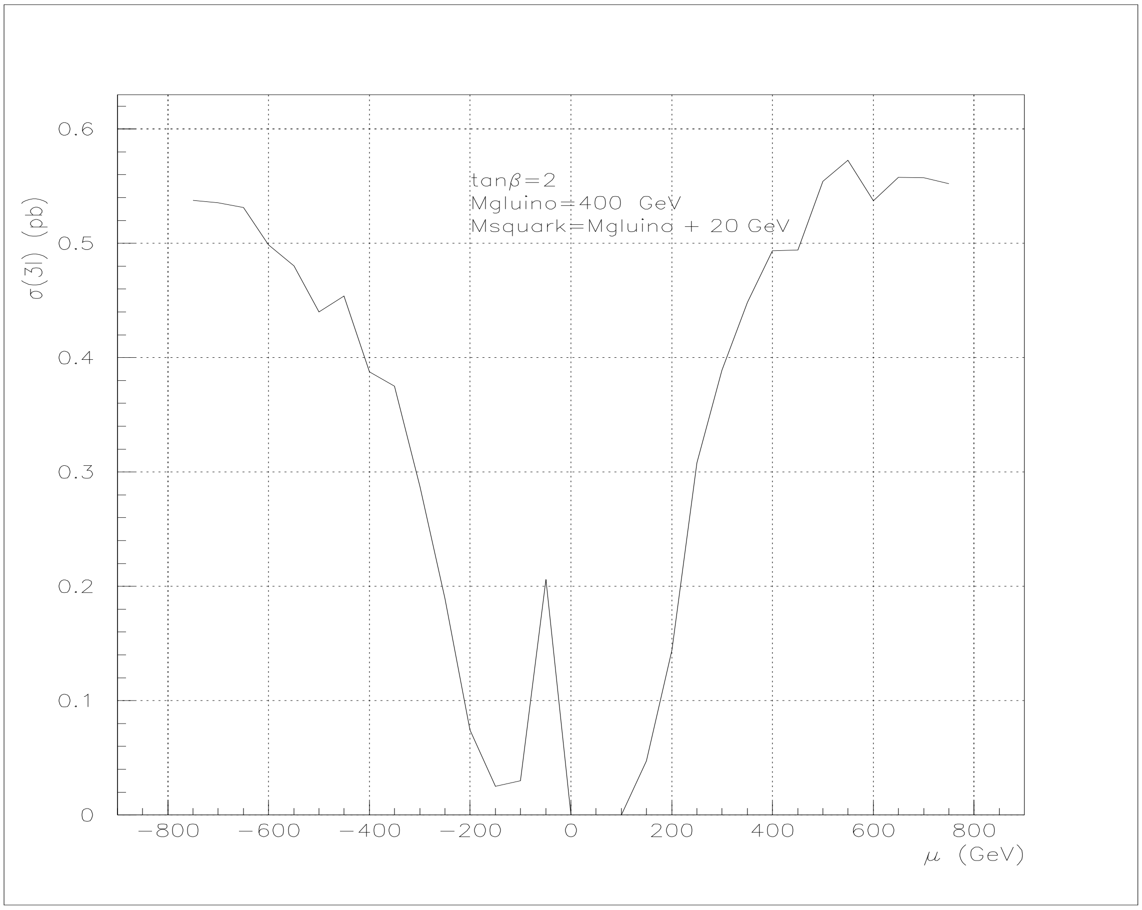


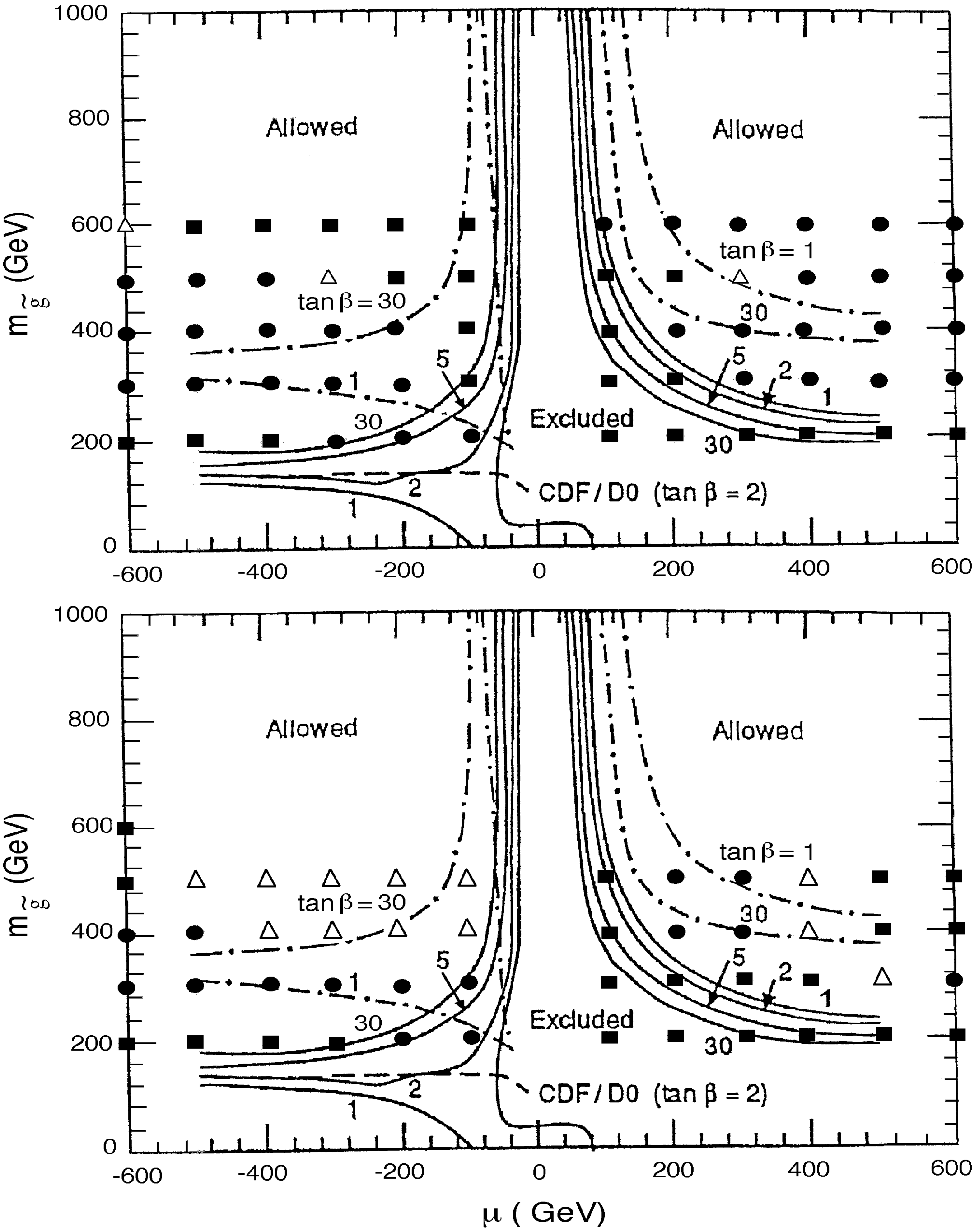
Figure 4.54: La section efficace inclusive du signal pour $m_{\tilde{g}}$ =400 GeV.

Nous avons réitéré ce calcul pour les différentes valeurs de $|\mu| \leq$ 750 Gev, de 200$\leq$ $m_{\tilde{g}} \leq$ 600 GeV et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+20 GeV ou 2$\times m_{\tilde{g}}$. Les résultats de ces calculs apparaissent sur les figures 4.52 et 4.53, en surimposition par rapport aux zones d'exclusion des expériences LEP I, II et TEVATRON.

On remarque que la zone accessible avec le signal trilepton au LHC et hors de portée du LEP II correspond à de grandes valeurs de $m_{\tilde{g}}$: $m_{\tilde{g}}$ $\geq$400 GeV pour μ <0 et $m_{\tilde{g}}$ $\geq$450 GeV pour μ >0.

D'autre part, si on compare les deux cas $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20\ GeV$ et $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$, on peut dire que l'augmentation de la section efficace du signal observée dans le premier cas est pratiquement compensée par la diminution corrélative du taux d'embranchement en trois leptons (cf tableaux 4.6-15 et Fig. 1.22-45). On peut donc s'attendre à accéder sensiblement aux mêmes zones de l'espace des paramètres. Enfin, en passant de $tan\beta$ =2 à $tan\beta$ =20 ou 40 (les courbes sont pratiquement confondues), la courbe $\sigma(3\ell)$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$ augmente de 45 % quand $m_{\tilde{g}}$ =250 GeV mais baisse de 32 % $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV. Dans les mêmes conditions, la section efficace inclusive du signal en fonction de μ accuse une baisse allant jusqu'à 80 % pour 200< $|\mu|$ <400 GeV et une augmentation atteignant les 50 % pour $|\mu|$ >500 GeV. Aussi, l'impact sur la détectabilité du signal trilepton dans le plan $(m_{\tilde{g}}, \mu)$ est bien moindre que pour les variations, de plusieurs centaines de pourcents, observées en fonction de $m_{\tilde{g}}$.

La méthode développée ci-dessus n'est à l'évidence pas rigoureuse mais donne une bonne approximation de l'extrapolation de nos résultats à l'ensemble du plan $(m_{\tilde{g}}, \mu)$.



Figures 4.55,56: Domaine de l'espace des paramètres accessible avec le signal trilepton $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20\ GeV$ (haut), $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$ (bas). Les ronds noirs correspondent aux points détectables à 5σ, les triangles blancs à 3σ et les carrés noirs à moins de 3σ. $\int \mathcal{L}dt = 10^4 pb^{-1}$ et $\tan\beta = 2$.

4.2 La recherche à haute luminosité

4.2.1 Les modifications par rapport à l'analyse à basse luminosité

Le pile-up.

Il s'agit de l'empilement d'événements de biais minimum[4] dus à des interactions douces (i.e. de faible p_T) entre partons, ces événements correspondent essentiellement à des interactions pp diffractives, les interactions élastiques pourraient également contribuer à ce phénomène mais en général elles ne sont pas détectés en raison de leur grande pseudo-rapidité. Lors d'une collision entre deux paquets de protons, ces événements s'accumulent dans la même porte d'acquisition que le signal d'un processus physique intéressant. Cet empilement apparaît dans les collisions hadroniques à haute luminosité quand le temps de croisement entre les paquets de particules est court. Le nombre moyen de tels événements par croisement de paquets est calculé comme suit:

$$< N_{pile} >= \sigma^{pp}_{inél.} \times \mathcal{L} \times \Delta t$$

où $\sigma^{pp}_{inél.}$ =70 mb est la section efficace inélastique de diffusion pp, $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ la luminosité nominale du LHC et Δt =25 ns le temps de croisement entre deux paquets de protons. L'application numérique nous donne: $< N_{pile} >$=17.5 événements par croisement entre de paquets et on utilisera la valeur conservative $< N_{pile} >$=18 événements par croisement.

Etant donné que notre état final peut comporter de un à trois électrons et que le temps de réponse du ECAL correspond à 1.5 fois le temps de croisement entre deux paquets de protons [9], il faudrait prendre 1.5 fois le $< N_{pile} >$ calculé ci-dessus. En fait, comme dans la référence [9], nous avons pris $2\times < N_{pile} >$ pour tenir compte de cet effet. Donc dans l'analyse à haute luminosité nous avons superposé en moyenne 36 événements de pile-up à chaque événement de processus physiques intéressants. Le nombre de ces événements a été tiré suivant une loi de Poisson dont la moyenne était fixée à 36; nous en avons généré 10^5 avec le Monte-Carlo PYTHIA 5.7-JETSET 7.4 avec les caractéristiques suivantes [10]:

$$\begin{cases} MSEL = 1: & \text{notamment pour les processus de biais minimum,} \\ MSTP(2) = 2: & \text{pour le calcul de } \alpha_3 \text{ au second ordre,} \\ MSTP(33) = 3: & \text{facteur K introduit par un décalage de } \alpha_3(Q^2), \\ MSTP(81) = 1: & \text{pour les interactions multiples,} \\ MSTP(82) = 4: & \text{qui définit la structure des interactions multiples et} \\ MSTJ(22) = 2: & \text{qui est une coupure sur les temps de désintégrations des particules.} \end{cases}$$

La reconstruction des événements.

Nous avons essayé d'améliorer la simulation de la réponse du détecteur de la manière suivante:

[4]Ils sont ainsi dénommés parce qu'on les obtient avec un déclenchement non sélectif.

• nous avons modélisé l'incertitude sur la position du vertex par

$$\begin{cases} \sigma_x = \sigma_y = 10^{-5}\ m \\ \sigma_z = 0.112\ m & \text{(la valeur du [8] à } 2\sigma) \\ \sigma_t = 33ns \end{cases}$$

• la réponse de l'INDET a été paramétrisée à partir de la figure 2.3:

$$\begin{cases} \frac{\Delta p_T}{p_T} = 4\% & \text{pour } p_T < 100\ GeV et\ |\eta| < 2, \\ \frac{\Delta p_T}{p_T} = 20\% & \text{pour } 100 \leq p_T < 500\ GeV\ et\ |\eta| < 2\ et \\ \frac{\Delta p_T}{p_T} = 50\% & \text{pour } p_T \geq 500\ GeV et/ou\ 2 < |\eta| < 2.5 \end{cases}$$

• la réponse du ECAL pour les électrons et les photons de $|\eta|$ <3 est:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \alpha(\frac{A}{\sqrt{E}} \oplus B) \oplus \frac{C}{E}\ avec$$

$$\begin{cases} A = 10\% : \text{le terme d'échantillonnage,} \\ B = 1\% : \text{le terme constant,} \\ C = 0.4\ GeV : \text{le terme de bruit électronique,} \\ \begin{cases} \alpha = 4 : \text{pour } 1.3 < |\eta| < 1.6 \\ \alpha = 1 : \forall |\eta| \text{ en dehors de l'intervalle } [1.3, 1.6] \end{cases} & \text{pour tenir compte des zones mortes et} \end{cases}$$

En outre, pour les électrons, en fonction de leur impulsion transverse et de leur pseudo-rapidité, nous avons utilisé l'efficacité de la procédure de correction de bremsstrahlung que l'on peut déduire du tableau 3.3. Tous les candidats électrons ne vérifiant pas la condition: 0.5< $\frac{E}{p}$ <1.5 ont été rejetés avec ladite efficacité.

• la réponse du HCAL a été simulée en déformant l'énergie des hadrons de $|\eta|$ <3 par sa résolution:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \beta(\frac{A}{\sqrt{E}} \oplus B)\ avec$$

$$\begin{cases} A = 50\% : \text{le terme d'échantillonnage,} \\ B = 3\% : \text{le terme constant,} \\ \begin{cases} \beta = 4 : pour 1.1 < |\eta| < 1.3 \\ \beta = 1 : \forall |\eta| \ni [1.1, 1.3] \end{cases} & \text{pour tenir compte des zones mortes et} \end{cases}$$

• la réponse du spectromètre à muons a été représentée par la résolution en impulsion de la figure 3.9:

$$\begin{cases} \frac{\Delta p}{p} = 2.5\% & \text{pour } p < 20\ \text{GeV,} \\ \frac{\Delta p}{p} = 2\% & \text{pour } 20 \leq p < 200\ GeV, \\ \frac{\Delta p}{p} = 3\% & \text{pour } 200 \leq p < 500\ GeV et \\ \frac{\Delta p}{p} = 5\% & \text{pour } p \geq 500\ GeV. \end{cases}$$

• le calorimètre avant était caractérisé par ses résolutions:

$$\begin{cases} \frac{\sigma_E}{E} = \frac{60\%}{\sqrt{E}} \oplus 30\% \oplus \frac{10\ GeV}{E} & \text{pour les électrons et les photons, et} \\ \frac{\sigma_E}{E} = \frac{150\%}{\sqrt{E}} \oplus 7\% \oplus \frac{10\ GeV}{E} & \text{pour les hadrons de } 3 < |\eta| < 5. \end{cases}$$

• la reconstruction des jets a été réalisée avec le même algorithme qu'à basse luminosité mais avec des seuils différents:

$$\begin{cases} \text{.d'abord le cône a été réduit à } \Delta\mathrm{R} = 0.5 \text{ pour tenir compte du pile} - \text{up,} \\ \text{.un seuil de } \mathrm{E}_T = 0.5 \text{ GeV a été imposé sur toutes les cellules,} \\ \text{.un seuil de } \mathrm{E}_T = 1.5 \text{ GeV a été imposé sur toute cellule pouvant initier un jet et} \\ \text{.les amas hadroniques de } \mathrm{E}_T > 25 \text{ GeV ont été considérés comme des jets.} \end{cases}$$

• L'impulsion transverse manquante a été calculée en faisant la somme vectorielle des impulsions (déformées par les résolutions des sous-détecteurs) de toutes les particules stables de $|\eta| < 5$, à l'exception des neutrinos et des LSPs.

Enfin, nous avons négligé la dépendance azimuthale de la réponse du détecteur.

4.2.2 Les coupures

Nous avons trouvé les coupures suivantes, que nous noterons TP', optimales pour la séparation entre le signal et les bruits de fond à haute luminosité:

(1) 3ℓ ($e^{\pm}$ *ou* $\mu^{\pm}$) avec un $|\eta| < 2.5$,

(1') $\forall e^{\pm},\ 0.5 < \frac{E}{p} < 1.5$,

(2) $p_T(l_1, l_2) > 20$ GeV et $p_T(l_3) > 10$ GeV,

(3) une paire de leptons OS-SF par événement,

(4) $|m_{l^+l^-} - m_Z| > 7.5$ GeV (cette limite a été réduite pour augmenter un peu l'acceptance)

(5) des leptons isolés: $E_T^{HAD} < 10$ GeV dans un cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$ autour de chaque lepton sélectionné,

(6) la réjection des jets centraux durs: $p_T(jet) < 50$ GeV, $\forall\ |\eta_{jet}| < 3$.

Nous avons bien sûr gardé l'erreur de 1 % sur la détermination du signe de la charge des leptons ainsi que leur efficacité de détection de 90 %.

4.2.3 Extraction du signal

Après l'application des coupures TP' nous obtenons les résultats qui figurent dans les tableaux ci-après.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 200\ GeV,\quad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV,\quad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}^{int}_{prod}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	2599.090	30.780	146.205	10658.345	$\epsilon = 0.475\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	1133.468	4367.130	657.638	47941.810	R =5524.55
$\tilde{q}\tilde{g}$	1447.807	3453.500	251.415	18328.154	R =13736.26
$\tilde{q}\tilde{q}$	7615.003	899.540	97.682	7121.018	R =8467.24
$\tilde{G}\tilde{g}$	3808.073	26.260	21.271	1550.656	R =1234.56
$\tilde{G}\tilde{q}$	1147.842	87.120	113.256	8256.362	R =769.23
$\tilde{l}\tilde{l}$	40816.327	1.225	28.396	2070.068	R =43.14
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\pm}$	2864645.500	41.89×10^{-3}	0.157	11.445	R =266.67
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	2585315.408	38.68×10^{-3}	0.081	5.905	R =476.19
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^{\mp}$	144717.800	69.10×10^{-3}	0.339	24.713	R =204.08
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	5039814.535	19.84×10^{-3}	0.313	22.818	R =63.41
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_3^0$	1094570.928	0.228	0.534	38.929	R =427.35
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	135208.221	0.370	19.703	1436.349	R =18.77
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$	3389830.508	29.50×10^{-3}	0.316	23.036	R =93.28
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_4^0$	84260.195	59.34×10^{-3}	0.771	56.206	R =76.92
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_1^0$	330076.578	30.30×10^{-3}	0.088	6.415	R =344.83
$\tilde{\chi}_2^{\pm}\tilde{\chi}_4^0$	27289.597	0.183	0.220	16.038	R =833.33
$\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$	38892.346	0.129	0.334	24.367	R =384.62

Tableau 4.40: Analyse des processus SUSY après les coupures TP' pour $m_{\tilde{g}}$ =200 GeV et $\int \mathcal{L}dt = 10^5\ pb^{-1}$.

$m_{\tilde g} = -\mu = 300\ GeV, \qquad m_{\tilde q} = m_{\tilde g} + 20 GeV, \qquad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde\chi_1^\pm\tilde\chi_2^0$	7111.111	11.250	88.875	6478.988	$\epsilon = 0.79\%$
$\tilde g\tilde g$	10243.912	597.428	11.714	853.951	R =51000.00
$\tilde q\tilde g$	11150.842	668.111	7.264	529.546	R =91975.31
$\tilde q\tilde q$	11045.757	181.065	2.897	211.191	R =62500.00
$\tilde G\tilde g$	10896.411	6.883	2.937	214.107	R =2343.75
$\tilde G\tilde q$	10187.238	21.203	14.921	1087.741	R =1421.05
$\tilde l\tilde l$	14322.917	0.384	9.495	692.186	R =40.44
$\tilde\chi_2^\pm\tilde\chi_2^\mp$	536480.687	18.64×10^{-3}	0.063	4.593	R =294.12
$\tilde\chi_2^\pm\tilde\chi_3^0$	37752.945	66.22×10^{-3}	0.318	23.182	R =208.33
$\tilde\chi_2^0\tilde\chi_2^0$	66934.404	0.1494	5.139	374.633	R =29.07
$\tilde\chi_2^\pm\tilde\chi_4^0$	86715.227	57.66×10^{-3}	0.138	10.060	R =416.67
$\tilde\chi_3^0\tilde\chi_4^0$	143926.310	34.74×10^{-3}	0.069	5.065	R =500.00

Tableau 4.41: Analogue au tableau 4.40 pour $m_{\tilde g}$ =300 GeV.

$m_{\tilde g} = -\mu = 400\ GeV, \qquad m_{\tilde q} = m_{\tilde g} + 20 GeV, \qquad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}_{prod}^{int}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde\chi_1^\pm\tilde\chi_2^0$	17241.379	4.640	54.984	4008.334	$\epsilon = 1.185\%$
$\tilde g\tilde g$	10237.352	129.428	0.391	28.504	R =331250.00
$\tilde q\tilde g$	10014.298	179.743	0.300	21.87	$R = 6 \times 10^5$
$\tilde q\tilde q$	14961.941	53.469	0.334	24.349	$R = 1.6 \times 10^5$
$\tilde G\tilde g$	11235.955	2.403	0.356	25.952	R =6750.00
$\tilde G\tilde q$	14405.071	6.942	2.846	207.473	R =2439.02
$\tilde l\tilde l$	14423.077	0.156	3.883	283.071	R =40.18
$\tilde\chi_2^\pm\tilde\chi_3^0$	108038.029	23.14×10^{-3}	0.056	4.082	R =416.67
$\tilde\chi_2^0\tilde\chi_2^0$	149566.258	66.86×10^{-3}	2.608	190.123	R =25.64
$\tilde\chi_3^0\tilde\chi_4^0$	406504.065	12.30×10^{-3}	0.017	1.255	R =714.29

Tableau 4.42: Analogue au tableau 4.40 pour $m_{\tilde g}$ =400 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 500\ GeV,\qquad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV,\qquad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}^{int}_{prod}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	35714.286	2.240	27.804	2026.912	$\epsilon = 1.241\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	13858.093	36.080	0.072	5.249	$R = 5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	10016.256	60.901	0.100	7.278	$R = 6.1 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	11896.361	19.838	0.	0.	$R > 2360.00$
$\tilde{G}\tilde{g}$	100300.903	0.997	0.169	12.356	R =5882.35
$\tilde{G}\tilde{q}$	10830.325	2.770	0.646	47.118	R =4285.71
$\tilde{l}\tilde{l}$	30821.918	0.073	1.46	106.434	R =50.00
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	303674.461	32.93×10^{-3}	0.958	69.857	R =34.36

Tableau 4.43: Analogue au tableau 4.40 pour $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV.

$m_{\tilde{g}} = -\mu = 600\ GeV,\qquad m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} + 20GeV,\qquad tan\beta = 2$					
Processus	$\mathcal{L}^{int}_{prod}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$	68376.068	1.170	6.494	473.413	$\epsilon = 0.555\%$
$\tilde{g}\tilde{g}$	63184.499	11.870	0.	0.	$R > 7.5 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{g}$	10345.410	23.682	0.	0.	$R > 2.45 \times 10^5$
$\tilde{q}\tilde{q}$	71064.787	8.443	0.	0.	$R > 6 \times 10^5$
$\tilde{G}\tilde{g}$	216919.740	0.461	0.005	0.336	$R = 10^5$
$\tilde{G}\tilde{q}$	25661.588	1.247	0.078	5.682	$R = 1.6 \times 10^4$
$\tilde{l}\tilde{l}$	263157.895	0.038	0.308	22.439	R =123.457
$\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$	106635.071	16.88×10^{-3}	0.094	6.836	R =180.00

Tableau 4.44: Analogue au tableau 4.40 pour $m_{\tilde{g}}$ =600 GeV.

Processus	$\mathcal{L}^{int}_{prod}\ (pb^{-1})$	σ_{prod} (pb)	σ_{cut} (fb)	$N_{att} = N \times \epsilon(3\ell)$	ϵ/R global
$t\bar{t}_{175}$	10117.941	593.006	1.285	93.665	R =461538.46
$t\bar{t}_{150}$	5130.428	1169.493	7.017	511.536	R =166666.67
WZ	11432.491	26.241	14.258	1039.380	R =1840.49
ZZ	20323.577	11.070	2.657	193.696	R =4166.33

Tableau 4.45: Analogue au tableau 4.40 pour les processus standards.

De ces informations, on peut déduire la signification statistique du signal:

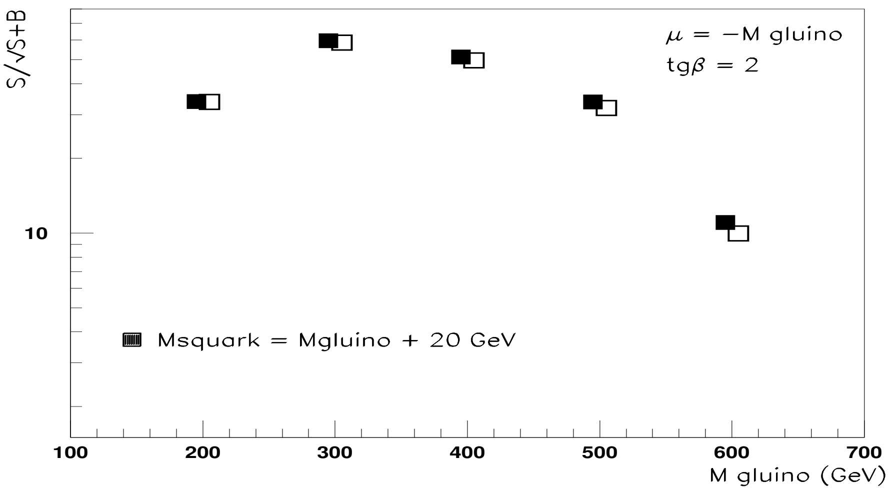


Figure 4.57: Signification statistique du signal par rapport à la somme des bruits de fond pour les coupures TP'. En noir m_t =175 GeV et en blanc m_t =150 GeV; $\int \mathcal{L}dt = 10^5\ pb^{-1}$.

On remarque que dans ce cas il y a suffisament de statistique pour couvrir tout l'intervalle 200$\leq m_{\tilde{g}} \leq$600 GeV. On peut en conclure a posteriori que l'augmentation de la luminosité intégrée d'un facteur 10 est suffisante pour masquer complètement les effets du pile-up.

4.3 Discussion des incertitudes

Ce sous-paragraphe est simplement destiné à apporter les corrections dues aux erreurs systématiques dans la détermination des significations statistiques du signal. En effet, la signification telle que nous l'avons définie jusqu'à présent ne tient compte que de l'erreur statistique sur le comptage des événements trileptons. Si l'on veut tenir des erreurs systématiques, il faut adopter la forme suivante pour la signification statistique:

$$S/\sqrt{\sigma^2_{STAT.} + \sigma^2_{SYST.}} \tag{4.8}$$

où $\sigma_{STAT.} = \sqrt{S+B}$ est l'erreur statistique et $\sigma_{SYST.}$ l'erreur systématique.

Il existe de nombreuses sources d'incertitudes systématiques dans le comptage N des événements trileptons. Nous rappelons que N peut s'écrire:

$$N = \sigma_{prod} \times BR(\rightarrow 3\ell + X) \times \int \mathcal{L}dt \times \epsilon(3\ell) \times \epsilon_{cut} \times \epsilon_{trig}.$$

Nous ne disposons pas à l'heure actuelle d'informations suffisantes pour intégrer les incertitudes théoriques sur les sections efficaces de production et les taux d'embranchement leptoniques [11,12]. Nous considérerons que l'incertitude sur la mesure de la luminosité $\mathcal{L}$ est de $\pm 5\%$ comme suggéré dans la référence [8] et corroboré par les références [13] et [14], respectivement à basse et haute luminosité. A ce niveau, nous négligerons les effets systématiques du détecteur qui peuvent influer sur l'efficacité d'identification des trileptons $\epsilon(3\ell)$, sur l'efficacité des coupures ϵ_{cut} et sur l'efficacité de déclenchement ϵ_{trig} (supposée de 100 % ici) parce que leur évaluation nécessiterait une simulation détaillée du détecteur. De plus, le fait qu'elles puissent a priori être corrélées poserait une difficulté supplémentaire.

En tout état de cause, les incertitudes dominantes proviennent de l'évaluation des sections efficaces que nous détaillerons ci-après:

• la principale incertitude théorique sur les sections efficaces provient des corrections radiatives de QCD. Ainsi, en incluant les termes à une boucle, les sections efficaces de production des processus $\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{g}$ et $\tilde{q}\tilde{q}$ pourraient être multipliées par deux. Pour les productions associées $\tilde{G}\tilde{g}$ et $\tilde{G}\tilde{q}$, les sections efficaces pourraient être augmentées de 50 % alors qu'elles seraient augmentées d'environ 20 % pour les processus de production électrofaibles tels que $\tilde{l}\tilde{l}, \tilde{\chi}_i^{\pm}\tilde{\chi}_j^{\mp}, \tilde{\chi}_i^{\pm}\tilde{\chi}_j^0, \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$ [12]. Ces valeurs des corrections de QCD ne sont que des estimations et il faudrait une étude théorique approfondie pour les affiner et donner leurs variations en fonction des paramètres du MSSM.

• l'incertitude due aux choix des fonctions de structure a été évaluée en comparant les sections efficaces obtenues avec les fonctions de structure EHLQ [15], prises ici comme référence, avec les fonctions un peu plus récentes CTEQ2L [16]. Nous avons généré les processus SUSY avec les premiéres dans ISAJET 7.08 alors que la version PYTHIA 5.7-JETSET 7.4 contenait déjà les secondes. Les figures 4.55-57 illustrent cet effet sur les sections efficaces des $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{g}\tilde{g}$ ainsi que ce qu'il aurait donné pour le processus $t\bar{t}$.

• l'incertitude sur la masse du top a été explicitement incluse dans la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$; nous n'en avons pas tenu compte pour d'autres effets.

• l'incertitude due à la valeur de α_3 a été évaluée en faisant varier la valeur de α_3 donnée dans [2] dans ses barres d'erreurs:

$$\alpha_3(m_Z^2) = 0.123 \pm 0.004 \pm 0.002$$

• l'incertitude due à la fluctuation d'énergie des faisceaux $\frac{\sigma_E}{E} = 10^{-4}$ [17] a un effet négligeable sur les sections efficaces puisque $\sigma_E(14\ TeV) = 1.4$ GeV.

• toutes les autres sources d'incertitudes ont été négligées.

On notera :
$$\sigma^2_{\mathrm{SYST.}} = \sum_{\mathrm{i=1}}^{\mathrm{n}} \sum_{\mathrm{j=1}}^{\mathrm{m}} (\epsilon_{\mathrm{ij}} \mathrm{N_i})^2 \tag{4.9}$$

le carré de l'erreur systématique avec, pour un processus physique donné i, les ϵ_{ij} qui sont les erreurs systématiques relatives sur l'estimation des comptages N_i et j qui est l'indice repérant les différents effets indépendants qui y contribuent.

Ainsi, pour chaque processus physique, nous prendrons m=3 avec

$$\begin{cases} \epsilon(f.struct.) & \text{due aux fonctions de structures,} \\ \epsilon(\alpha_s) & \text{due à } \alpha_s\text{, et} \\ \epsilon(\mathcal{L}) = \pm 5\% & \end{cases}$$

et les valeurs du tableau suivant:

Nature des processus	$\epsilon_(f.struct.)$ (%)	$\epsilon(\alpha_s)$ (%)
productions SUSY électrofaibles	+35. -0.	+10. -3.5
productions SUSY QCD	+3. -30.	+0.6 -1.5
productions SUSY associées	+20. -15.	+3. -3.
productions standards $(t\bar{t})$	+0. -0.	+5.5 -5.5
productions standards (WZ, ZZ)	+0. -0.	+2.5 -0.

Tableau 4.44: Quelques contributions aux erreurs systématiques relatives sur les sections efficaces.

Tous ces effets sommés en quadrature donnent:

$$\begin{cases} \sigma_{SYST.}(\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0) = \begin{cases} +36.7\% \\ -6.1\% \end{cases} \times N(\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0) & \text{, de même pour tous les autres processus SUSY électrofaibles,} \\ \sigma_{SYST.}(\tilde{g}\tilde{g}) = \begin{cases} +5.9\% \\ -30.5\% \end{cases} \times N(\tilde{g}\tilde{g}) & \text{, de même pour les paires } \tilde{q}\tilde{g} \text{ et } \tilde{q}\tilde{q}, \\ \sigma_{SYST.}(\tilde{G}\tilde{g}) = \begin{cases} +20.8\% \\ -16.1\% \end{cases} \times N(\tilde{G}\tilde{g}) & \text{, de même pour les paires } \tilde{G}\tilde{q}, \\ \sigma_{SYST.}(t\bar{t}) = \begin{cases} +7.4\% \\ -8.2\% \end{cases} \times N(t\bar{t}) & , \\ \sigma_{SYST.}(WZ) = \begin{cases} +50.3\% \\ -5.\% \end{cases} \times N(WZ) & \text{, de même pour les paires ZZ.} \end{cases}$$

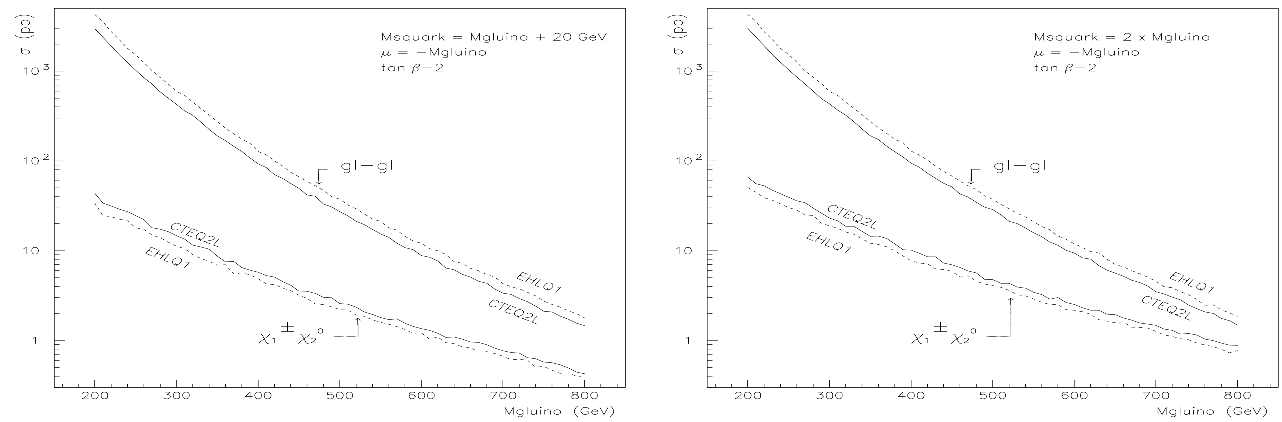


Figure 4.58: $\sigma(pp \to \tilde{g}\tilde{g})$ et $\sigma(pp \to \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0)$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} +$ 20 GeV (gauche) et $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$ (droite), avec les fonctions de structure EHLQ (tirets) et CTEQ2L (traits pleins).

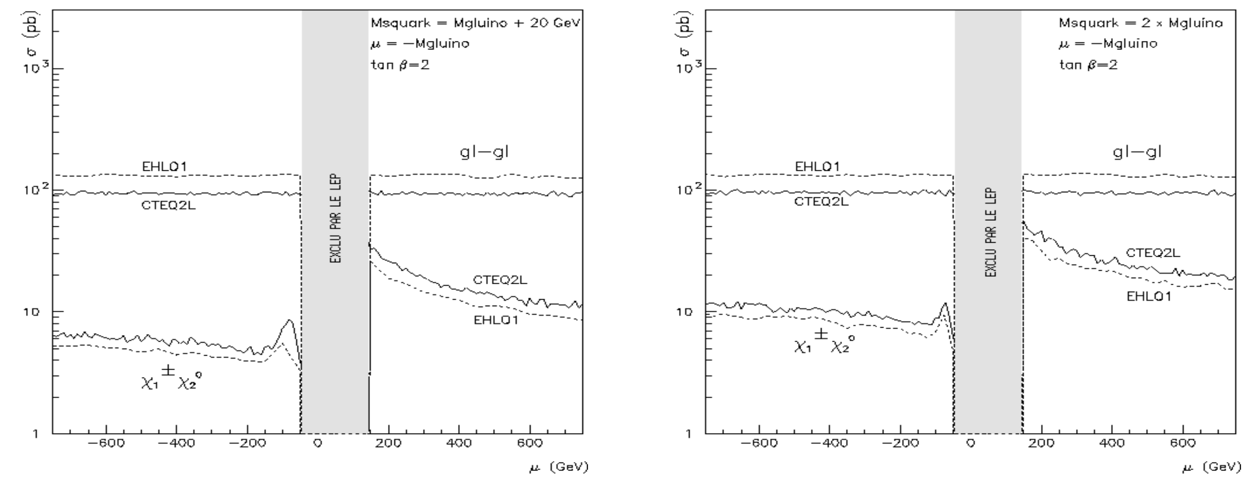


Figure 4.59: $\sigma(pp \to \tilde{g}\tilde{g})$ et $\sigma(pp \to \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0)$ en fonction de μ pour $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} +$ 20 GeV (gauche) et $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$ (droite), avec les fonctions de structure EHLQ (tirets) et CTEQ2L (traits pleins).

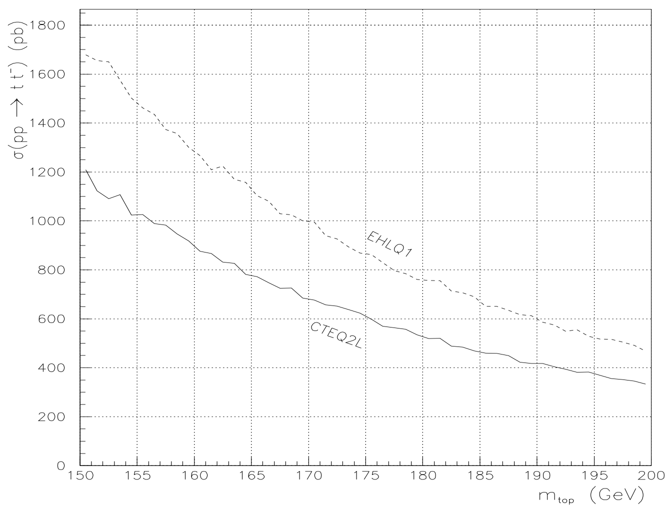


Figure 4.60: Comparaison, à titre indicatif, entre $\sigma(pp \to t\bar{t})$ en fonction de m_t avec les fonctions de structure EHLQ (tirets) et CTEQ2L (traits pleins).

Les résultats des corrections dues aux erreurs systématiques figurent ci-après: nous les avons représenté par des barres d'erreurs sur les figures qui représentaient les significations purement statistiques.

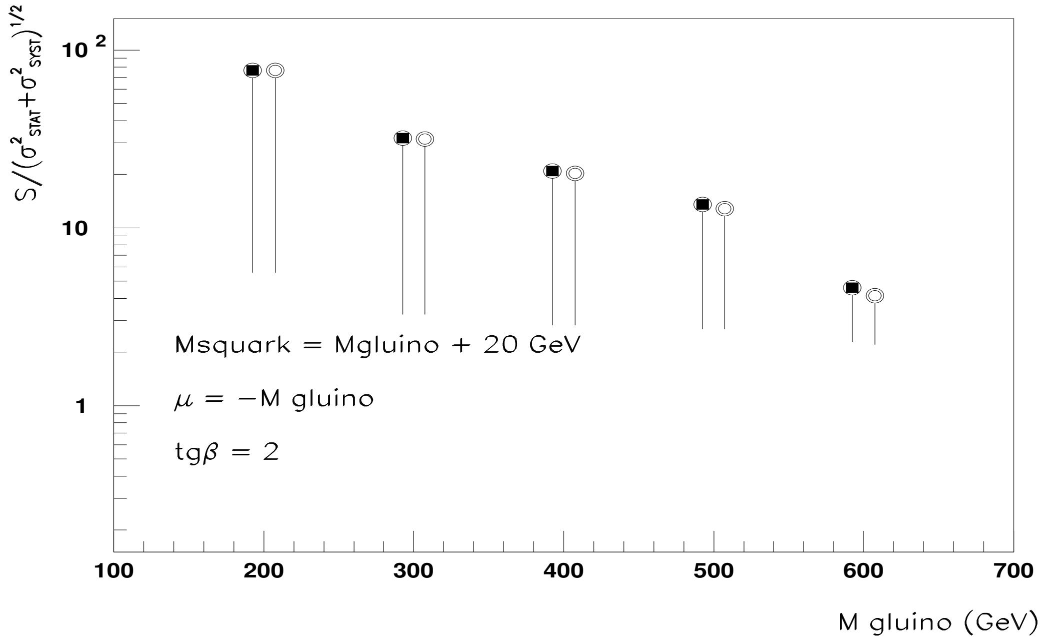


Figure 4.61: Signification statistique de l'excès de trileptons dû au MSSM corrigée des effets systématiques. $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+$ 20 GeV, $\sqrt{s} = 14$ TeV, $\int \mathcal{L}dt = 10^4 pb^{-1}$, coupures TP.

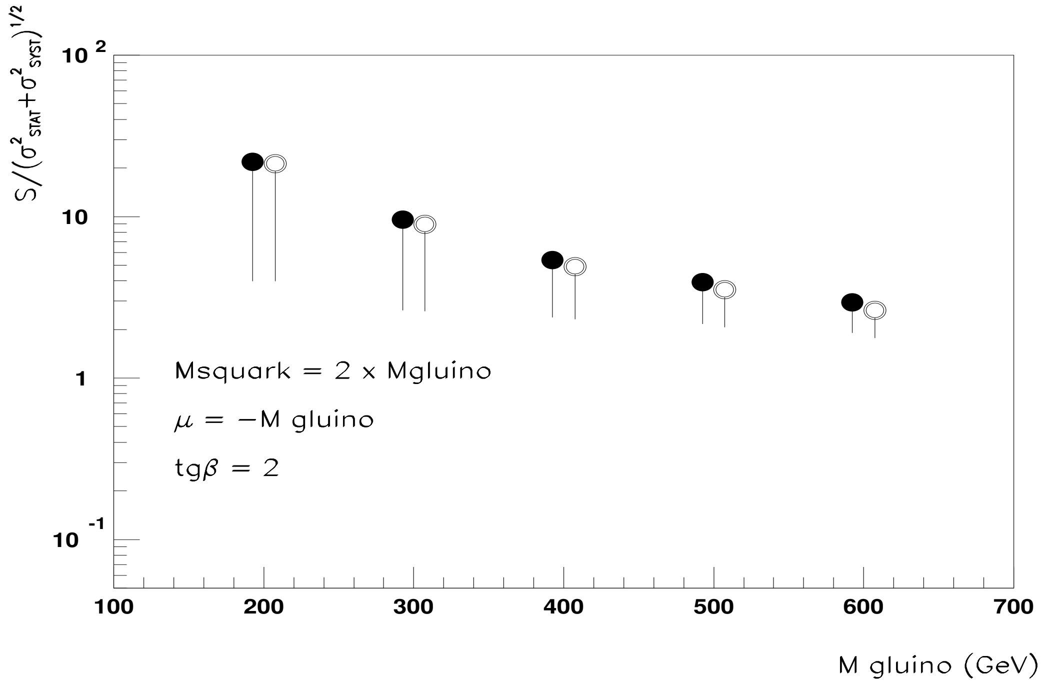


Figure 4.62: Signification statistique de l'excès de trileptons dû au MSSM corrigée des effets systématiques. $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$, $\sqrt{s} = 14$ TeV, $\int \mathcal{L}dt = 10^4 pb^{-1}$, coupures TP.

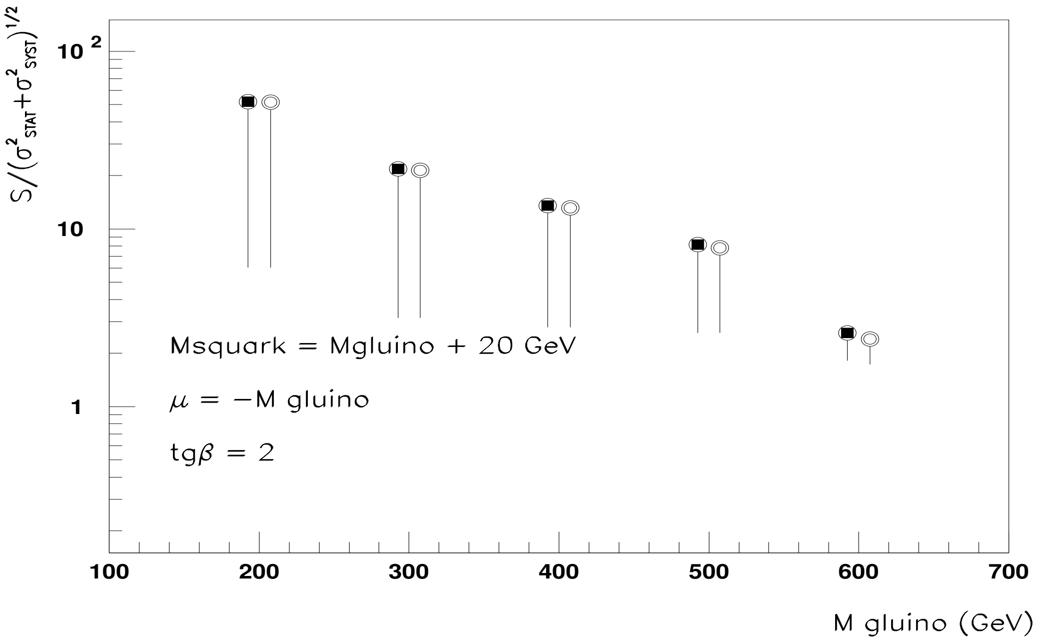


Figure 4.63: Signification statistique de l'excès de trileptons dû au MSSM corrigée des effets systématiques. $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+$ 20 GeV, $\sqrt{s} = 9.3$ TeV, $\int \mathcal{L}dt = 10^4 pb^{-1}$, coupures TP.

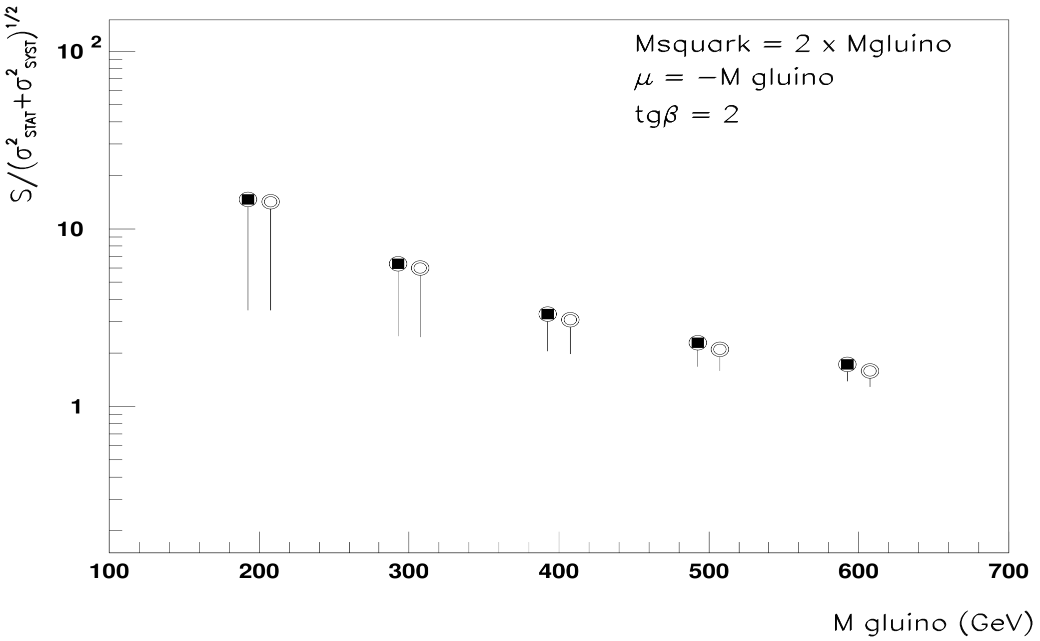


Figure 4.64: Signification statistique de l'excès de trileptons dû au MSSM corrigée des effets systématiques. $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$, $\sqrt{s} = 9.3$ TeV, $\int \mathcal{L}dt = 10^4 pb^{-1}$, coupures TP.

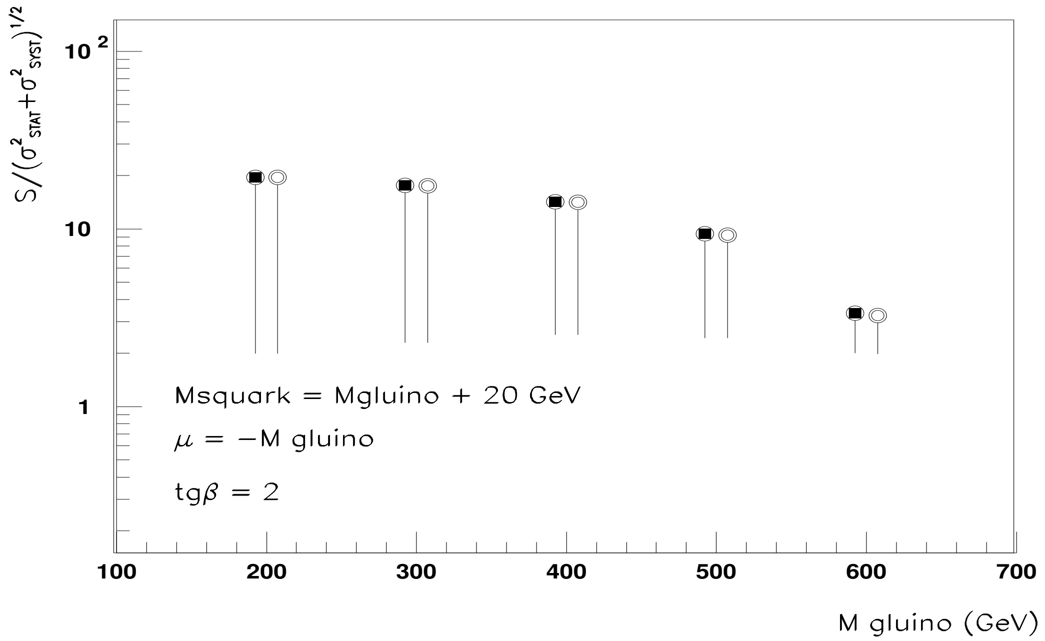


Figure 4.65: Signification statistique du processus $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell + X$ corrigée des effets systématiques. $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+ 20 GeV, $\sqrt{s} = 14$ TeV, $\int \mathcal{L} dt = 10^4 pb^{-1}$, coupures TP + NJET=0.

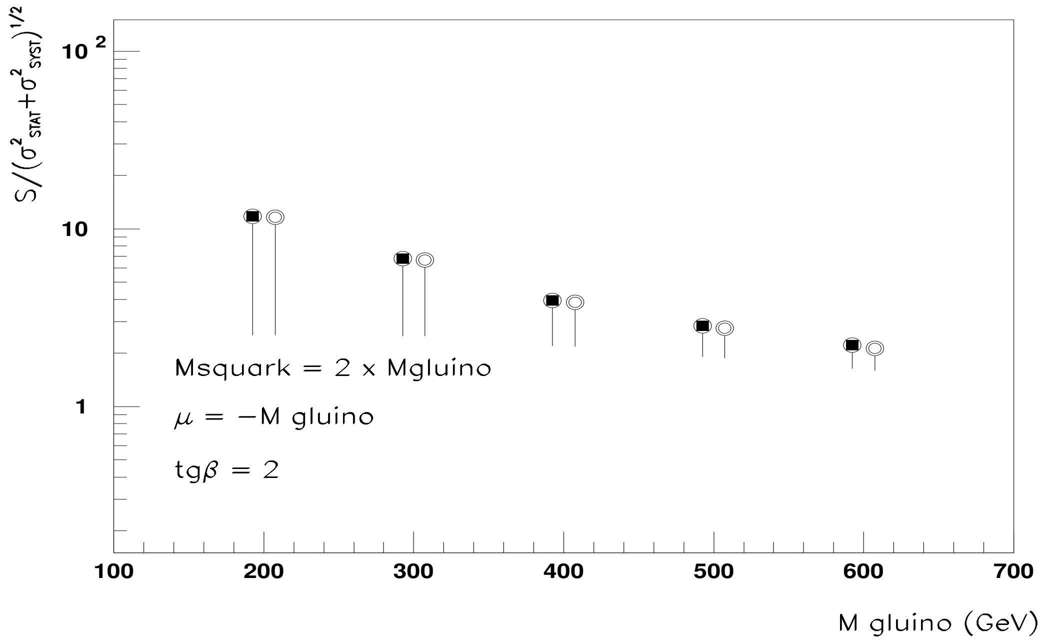


Figure 4.66: Signification statistique du processus $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell + X$ corrigée des effets systématiques. $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$, $\sqrt{s} = 14$ TeV, $\int \mathcal{L} dt = 10^4 pb^{-1}$, coupures TP + NJET=0.

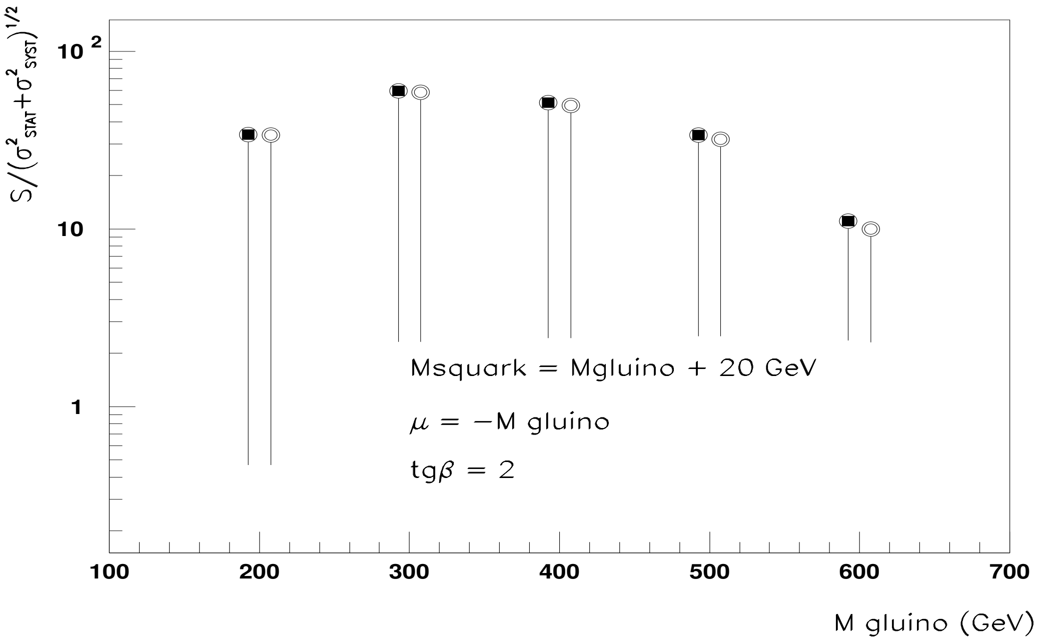


Figure 4.67: Signification statistique du processus $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell + X$ corrigée des effets systématiques. $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+$ 20 GeV, $\sqrt{s} = 14$ TeV, $\int \mathcal{L}dt = 10^5 pb^{-1}$, coupures TP'.

Cette prise en compte des erreurs systématiques en est à un stade très préliminaire mais elle pose néanmoins le problème. S'il est vrai que la détermination des effets systématiques liés au détecteur (qui demandera des simulations détaillées de l'appareillage) est primordiale, l'évaluation des erreurs systématiques théoriques l'est probablement autant. Ainsi, pour conforter les prédictions du MSSM au LHC par exemple, il faudra inclure les corrections radiatives de QCD dans le calcul des taux d'embranchement et surtout des sections efficaces. Ceci représentera un gros effort théorique en raison du grand nombre de diagrammes à prendre en compte et surtout de la dépendance des corrections en fonction des paramètres du modèle, mais ce sera une tâche incontournable pour rendre les prédictions fiables.

Références

[1] ECFA, "LHC Workshop",
ECFA 90-133, CERN 90-10, Vol. II Aachen (1990)

[2] Particle Data Group, "Review of Particle Properties"
Phys. Rev. D50 (1994) 1173-1825

[3] H. Baer, F.Paige et S. Protopopescu,
FSU-HEP-930329, UH-511-764-93 (1993)

[4] T. Sjøstrand et M. Bengtsson,
Computer Physics Commun. 43 (1987) 367,
H.-U. Bengtsson et T. Sjøstrand,
Computer Physics Commun. 46 (1987) 43

[5] R. Dewolf, "Generated Events Handling using ZEBRA",
Users' Guide Version 2.00 (1994)

[6] Offline Software Group, Atlas Collaboration,
Draft Atrecon Manual Version 0.015 (1994)

[7] UA1 Collaboration, "Hadronic Jet Production at the CERN $p\bar{p}$ Collider"
Phys. Lett. B 132 (1983) 214-222

[8] Atlas Collaboration, "Atlas Technical Proposal"
CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2 (1994)

[9] L. Serin et V. Tisserand,
Atlas Internal Note, CAL-No-73 (1995)

[10] I. Wingerter-Seez,
Atlas Internal Note, LARG-No-18 (1995)

[11] Sur les quelques articles contenant des calculs de corrections radiatives de QCD applicables à cette analyse, on pourra consulter:
W. Beenakker et al., "Gluino-pair production at the Tevatron",
Z. Phys. C69 (1995)163-166,
W. Beenaker, R. Höpker et P. Zerwas, "SUSY-QCD Dcays of Squarks and Gluinos",

DESY 96-022 (1996),
K. Hisaka et Y. Nakamura, "QCD correction to squark decay", TU-475 (1995)

[12] H. Baer, Communications privées.
P. Zerwas, Communications privées.

[13] V. Telnov, "On possibility of luminosity measurement in ATLAS using the process $pp \to pp + e^+e^-$",
Atlas Internal Note, PHYS-No-44 (1994)

[14] P. Piotrzkowski, "Proposal for Luminosity Measurement at LHC",
Atlas Internal Note, PHYS-No-77 (1996)

[15] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane et C. Quigg, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 579,
Rev. Mod. Phys. 58 (1985) 1065

[16] J. Botts et al., Phys. Lett. B304 (1993) 159, MSUHEP 93-18

[17] The LHC Study Group, "The LHC Conceptual Design", CERN/AC/95-05 (LHC) (1995)

Chapitre 5

Les contraintes sur les paramètres et les masses dans le secteur des jauginos du MSSM

"Le hasard ne sourit qu'aux esprits préparés",
Louis Pasteur.

Nous avons vu que l'on peut mettre en évidence un excès de trileptons dû au MSSM et que l'on peut en extraire le processus particulier: $pp \to \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \to 3\ell + X$, mais qu'est-ce que ces observations nous apprendraient sur les masses et les paramètres du MSSM? A part le fait d'en déduire que $m_{\tilde{g}} < 600$ GeV, nous n'apprendrions a priori rien sur les masses et les paramètres du MSSM.

Nous proposons, dans ce chapitre, une méthode originale qui permet une mesure indirecte mais assez précise de $m_{\tilde{g}}$ et, par suite, une reconstruction approchée de l'ensemble du spectre de masse des jauginos du MSSM.

5.1 La paramétrisation de Gunion et Haber

Pour contraindre les masses et les paramètres du MSSM à partir du signal des charginos et des neutralinos, il faut pouvoir relier leur masse aux trois paramètres $m_{\tilde{g}}$, μ et $tan\beta$ de manière simple et si possible univoque, tout au moins dans un domaine donné de l'espace des paramètres. Comme nous l'avons vu (1.40) il existe des relations simples entre $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ et $m_{\tilde{\chi}_2^{\pm}}$ et le triplet $(m_{\tilde{g}}, \mu, tan\beta)$. Dans le cas des neutralinos ces relations sont tellement complexes [1] qu'elles ne peuvent être utilisées dans une analyse phénoménologique. Pour circonvenir cette difficulté nous avons utilisé une paramétrisation des masses des charginos et des neutralinos basée sur une forme approchée de la matrice de masse des neutralinos. Cette paramétrisation a été proposée par J. Gunion et H. Haber (G-H) [2], elle donne:

$$\begin{cases} m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx M + m_W^2(M + \mu\ sin(2\beta))/(M^2 - \mu^2) \\ m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \approx |\mu| + m_W^2 Sign(\mu)(\mu + M sin(2\beta))/(\mu^2 - M^2),\ et \end{cases} \quad (5.1)$$

$$\begin{cases} m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx M' + m_Z^2 sin^2\theta_W(M' + \mu\ sin(2\beta))/(M'^2 - \mu^2) \\ m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx M + m_Z^2 cos^2\theta_W(M' + \mu\ sin(2\beta))/(M^2 - \mu^2) \\ m_{\tilde{\chi}_3^0} \approx |\mu| + \frac{m_Z^2}{2} Sign(\mu)(1 + sin(2\beta))(\mu + M sin^2\theta_W + M' cos^2\theta_W)/(\mu + M)(\mu + M') \\ m_{\tilde{\chi}_4^0} \approx |\mu| + \frac{m_Z^2}{2} Sign(\mu)(1 + sin(2\beta))(\mu - M sin^2\theta_W - M' cos^2\theta_W)/(\mu - M)(\mu - M'), \end{cases} \quad (5.2)$$

avec $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_3^0}, m_{\tilde{\chi}_4^0}$.
Toutes les masses des charginos et des neutralinos comportent un terme proportionnel à $m_{\tilde{g}}$ ou à μ et un développement en puissances de $m_Z^2/(\mu^2 - M_i^2)$ avec $1 \leq i \leq 2$, dont seul le premier terme apparaît dans les formules (5.2) ci-dessus. Cette paramétrisation n'est valable que si:

$$|M \pm \mu| >> m_Z \text{ et} |\mathrm{M}' \pm \mu| >> \mathrm{m_Z} \quad (5.3).$$

Les masses M et M' sont reliées à celle du gluino par:

$$\begin{cases} M_1 = M' = (5\alpha_1/3\alpha_3)M_3 \\ M_2 = M = (\alpha_2/\alpha_3)M_3 \\ M_3 = m_{\tilde{g}} \end{cases} \quad (5.4).$$

Nous avons utilisé les valeurs suivantes pour les constantes de couplage:

$$\begin{cases} \alpha_1 = 1/128, & \\ \alpha_2 \approx 0.026155, & \text{déduite de } \sin^2\theta_W = 0.23 \text{ et} \\ \alpha_3 = 0.1, & \text{bien que la valeur utilisée dans ISAJET 7.08 soit de 0.12.} \end{cases} \quad (5.5)$$

La première observation qui ressort de l'étude des figures 5.1-6 est que la paramétrisation de G-H reproduit bien les variations des masses des charginos et des neutralinos, particulièrement en fonction de μ. L'accord en fonction de $m_{\tilde{g}}$ est très satisfaisant pour les charginos et neutralinos lourds: $\tilde{\chi}_2^\pm$, $\tilde{\chi}_3^0$ et $\tilde{\chi}_4^0$. Quant aux charginos et neutralinos légers: $\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$, les variations de leur masse en fonction de $m_{\tilde{g}}$ ne sont pas très bien reproduites. En particulier, les pentes des courbes $m_{\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0} = f(m_{\tilde{g}})$ sont plus douces dans la paramétrisation de G-H que dans ISAJET 7.08. On notera enfin que pour les charginos et neutralinos légers, la paramétrisation de G-H sous-estime légèrement les masses tant en fonction de $m_{\tilde{g}}$ que de μ.

A priori, ce désaccord peut être imputé à trois causes:

. les valeurs des constantes de couplages utilisées et en particulier celle de α_3,

. les conditions (5.3) de l'approximation de la matrice de masse des neutralinos et

. la troncature du développement de G-H au premier ordre en $m_Z^2/(\mu^2 - M_i^2)$.

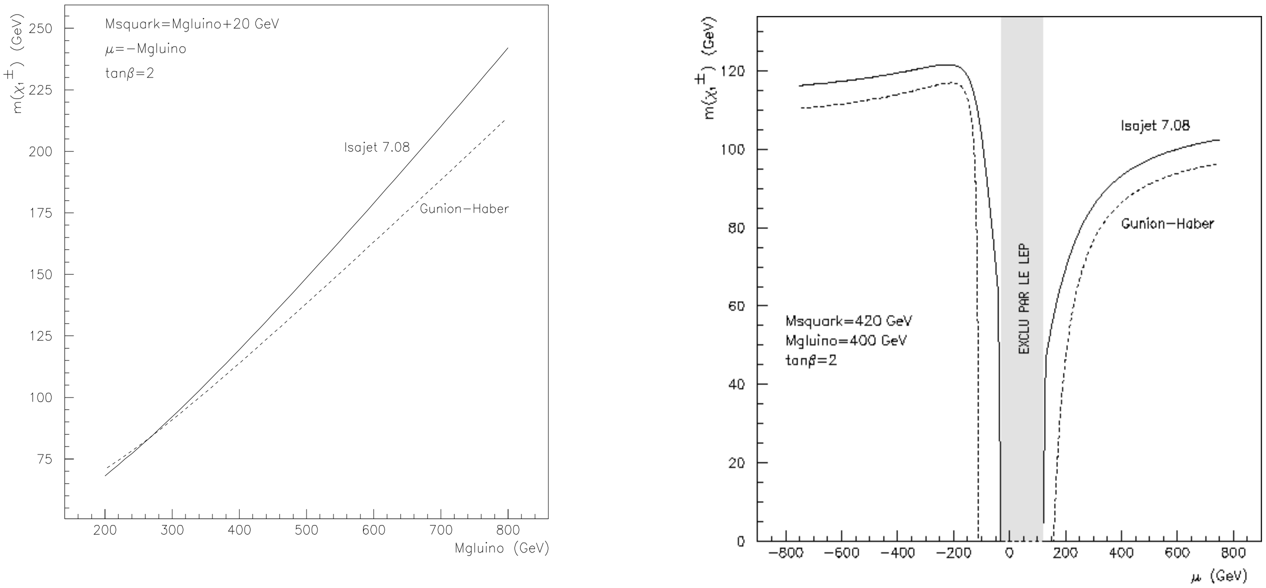


Figure 5.1: Comparaison entre $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ donné ISAJET 7.08 et par la paramétrisation de G-H, en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $\mu = -m_{\tilde{g}}$ (gauche) et en fonction de μ pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV (droite). $tan\beta$ =2, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+ 20 GeV.

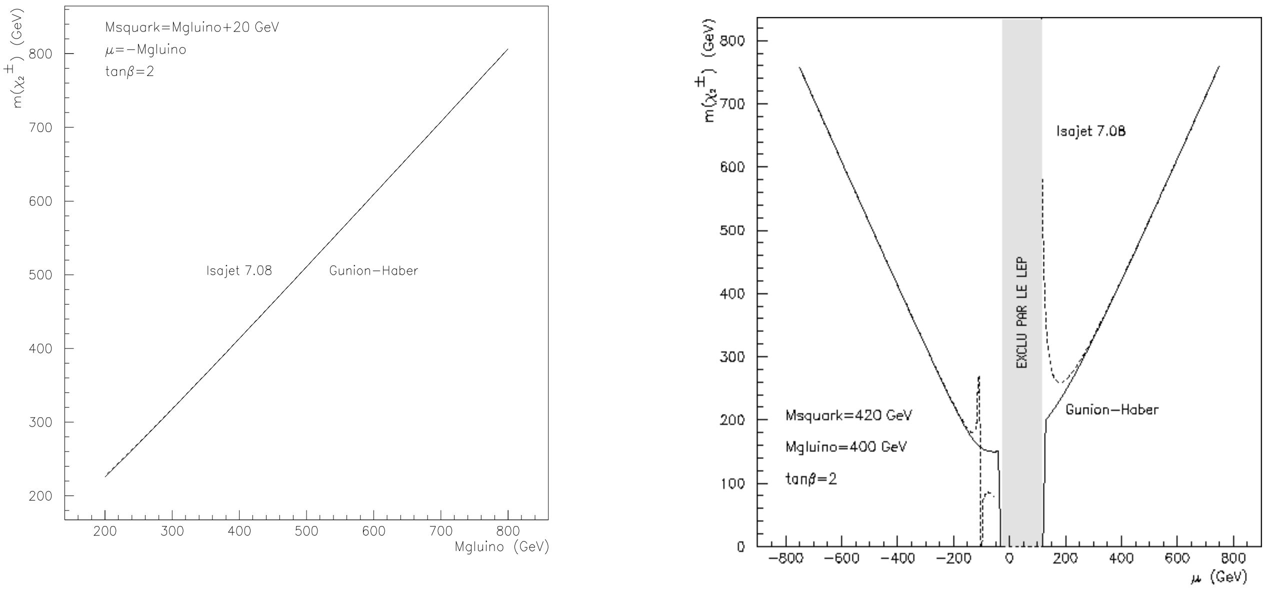


Figure 5.2: Comparaison entre $m_{\tilde{\chi}_2^{\pm}}$ donné ISAJET 7.08 et par la paramétrisation de G-H, en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $\mu = -m_{\tilde{g}}$ (gauche) et en fonction de μ pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV (droite). $tan\beta$ =2, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+ 20 GeV.

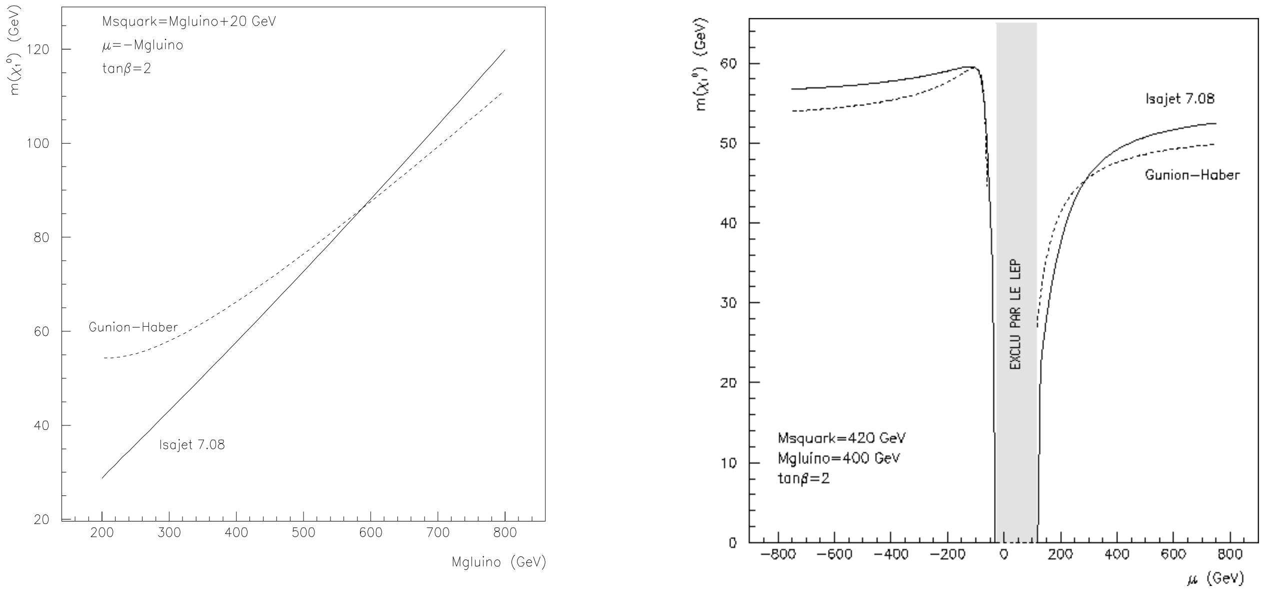


Figure 5.3: Comparaison entre $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ donné par ISAJET 7.08 et par la paramétrisation de G-H, en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $\mu = -m_{\tilde{g}}$ (gauche) et en fonction de μ pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV (droite). $tan\beta$ =2, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+$ 20 GeV.

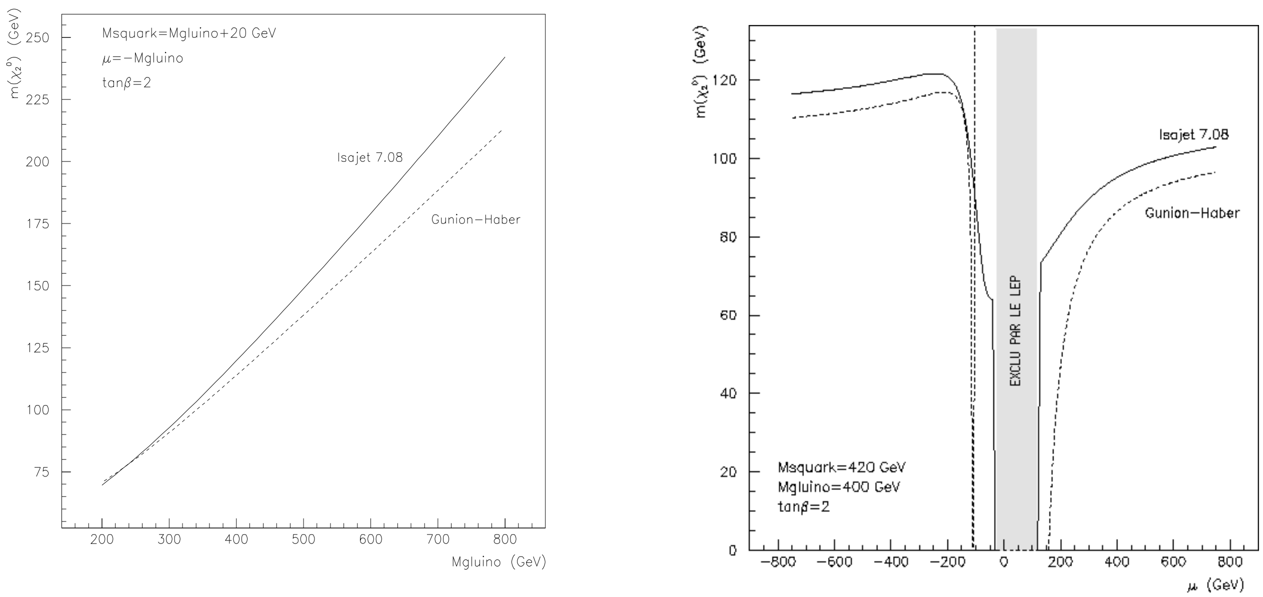


Figure 5.4: Comparaison entre $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ donné par ISAJET 7.08 et par la paramétrisation de G-H, en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $\mu = -m_{\tilde{g}}$ (gauche) et en fonction de μ pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV (droite). $tan\beta$ =2, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+$ 20 GeV.

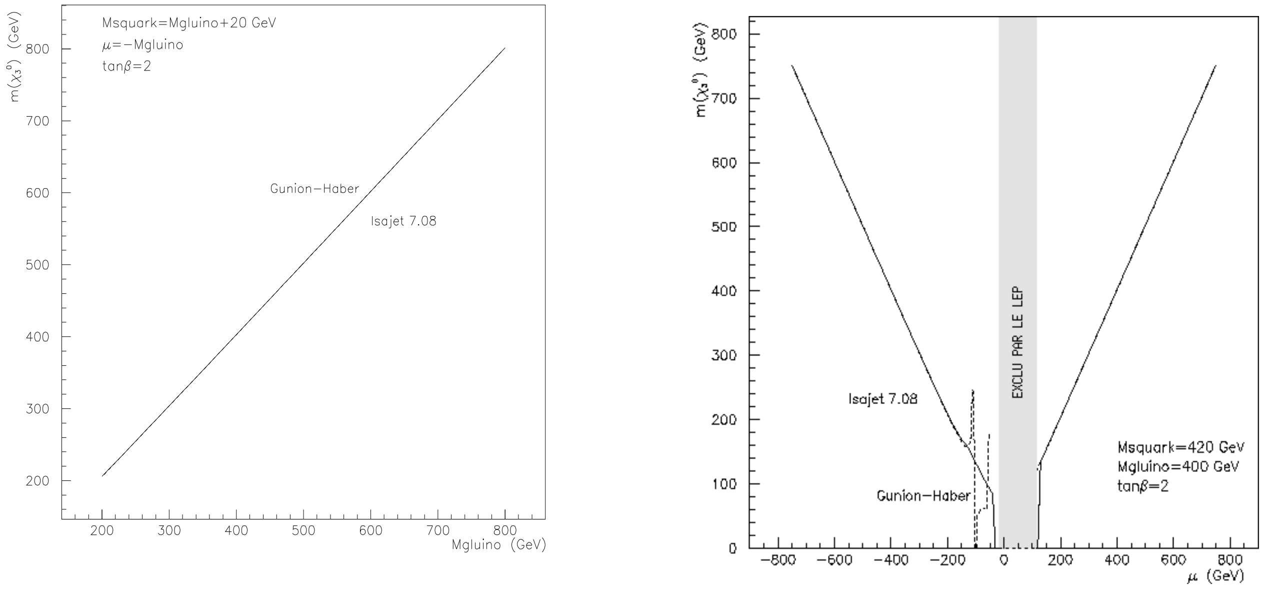


Figure 5.5: Comparaison entre $m_{\tilde{\chi}_3^0}$ donné par ISAJET 7.08 et par la paramétrisation de G-H, en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $\mu = -m_{\tilde{g}}$ (gauche) et en fonction de μ pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV (droite). $tan\beta$ =2,$m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+ 20 GeV.

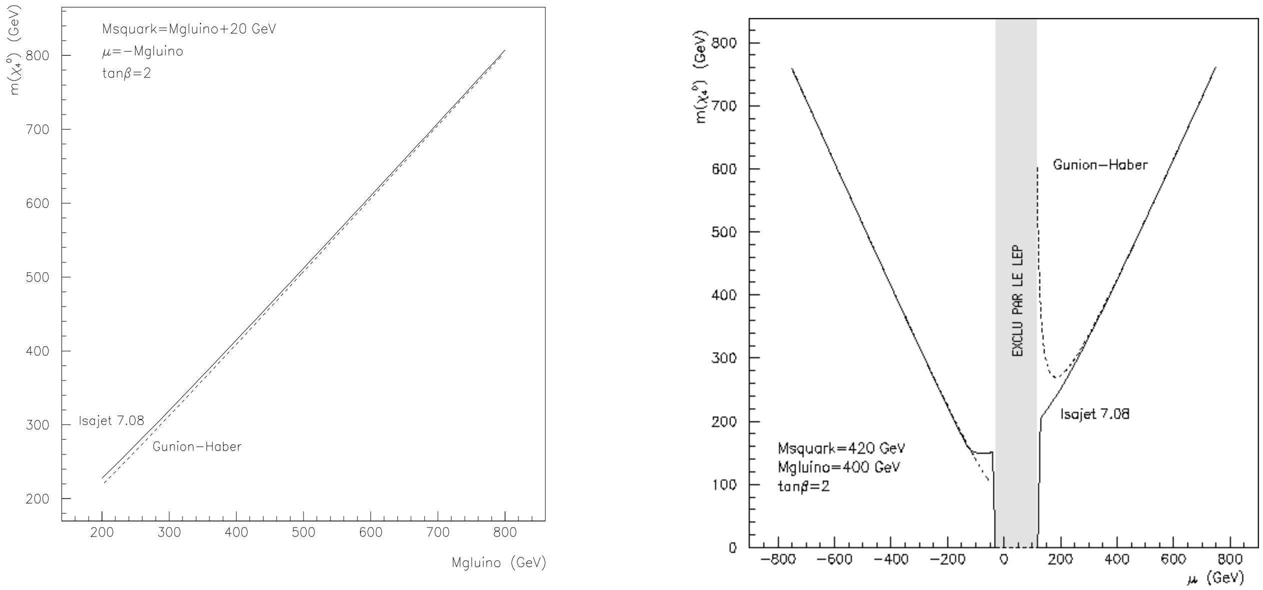


Figure 5.6: Comparaison entre $m_{\tilde{\chi}_4^0}$ donné par ISAJET 7.08 et par la paramétrisation de G-H, en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $\mu = -m_{\tilde{g}}$ (gauche) et en fonction de μ pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV (droite). $tan\beta$ =2,$m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+ 20 GeV.

5.2 La mesure de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$

Maintenant que nous disposons d'un moyen simple et fiable pour relier les masses des jauginos aux trois paramètres $m_{\tilde{g}}$, μ et $tan\beta$, il nous reste à trouver une ou plusieurs observables expérimentales dépendant de manière simple et si possible univoque des masses des jauginos.

5.2.1 Les distributions des masses invariantes des dileptons

Il se trouve que l'on peut mesurer expérimentalement la différence de masse $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ comme l'ont suggéré H. Baer et al. [3]. Pour cela il suffit de remarquer que dans la désintégration: $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^+\ell^-\tilde{\chi}_1^0$, la masse invariante des dileptons OS-SF $\ell^+\ell^-$ est limitée par:

$$0 \leq m_{\ell^+\ell^-} \leq m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \tag{5.6}$$

Donc si l'on dispose de suffisament de statistique, la valeur maximale de cette masse invariante constitue une mesure expérimentale de l'écart de masse entre les deux neutralinos légers:

$$m_{\ell^+\ell^-}^{max} \approx m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \tag{5.7}$$

Pour éviter toute erreur combinatoire sur le choix des paires de dileptons, il suffit de sélectionner des événements du type $\ell^+\ell^-\ell'$ ($e^+e^-\mu^\pm$ ou $\mu^+\mu^-e^\pm$). De cette façon on est sûr que les dileptons $\ell^+\ell^-$ proviennent de la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$ et que le ℓ' provient, lui, du $\tilde{\chi}_1^\pm$.

Les distributions des masses invariantes des dileptons suivantes montrent le principe de cette mesure. L'histogramme du bas montre le signal $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell$ + X seul et celui du haut, la même distribution quand on ajoute les bruits de fond du MS et du MSSM. On remarque que pour le signal seul, il y a une coupure abrupte de la distribution à la valeur $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Cette coupure est toujours visible quand on ajoute les bruits de fond si $m_{\tilde{g}} \leq 500$ GeV. Pour $m_{\tilde{g}} = 500$ et 600 GeV, la coupure se situe respectivement près ou carrément sous le pic du Z (éliminé par la coupure (4) cf 4.1.4).

Rappelons quand même que les distributions de masses invariantes à basse luminosité (Fig. 5.1-10) ont été obtenues sans tenir compte des résolutions des sous-détecteurs, à l'inverse des distributions à haute luminosité.

Nous observons sur les distributions suivantes un phénomène d'amplification de la contrainte cinématique (5.6) qui apparaît pour les faibles masses de gluino. On observe en effet que la contribution du bruit de fond du MSSM est importante mais qu'elle manifeste la même coupure abrupte que le signal, précisément à la valeur $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Ce phénomène avait déjà été observé, notamment par V. Klyukhin et al. [4]. Il est dû au fait que les sparticules lourdes ($\tilde{g}$, $\tilde{q}$, $\tilde{\chi}_2^\pm$, $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$, voire les $\tilde{l}$) peuvent passer par l'ètat $\tilde{\chi}_2^0$ au cours de leur désintégration en cascade et que la désintégration leptonique consécutive du $\tilde{\chi}_2^0$ obéit naturellement à la contrainte (5.6). D'ailleurs, une étude attentive de la désintégration en cascade des gluinos montre d'une part que le taux d'embranchement BR($\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0$+X) peut atteindre les 30% et d'autre part que si l'on sélectionne des événements trileptons en imposant une bonne isolation leptonique et surtout des jets centraux de très faibles p_T (par exemple la coupure NJET=0 qui est équivalente à $p_T < 10$ GeV, $\forall|\eta_{jet}| < 3$) alors les seuls événements $\tilde{g}\tilde{g}$ qui passent les coupures sont du type:

$$\begin{cases} \tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q\bar{q} \text{ avec } \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^+\ell^-\tilde{\chi}_1^0 \text{ et} \\ \tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q\bar{q} \text{ avec } \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^\pm + \text{X}. \end{cases}$$

On voit donc que le processus $\tilde{g}\tilde{g}$ qui a une grande section efficace de production peut contribuer substantiellement au phénomène d'amplification lié à la contrainte (5.6). Cet effet est particulièrement visible à haute luminosité (cf Fig. 5.17-18).

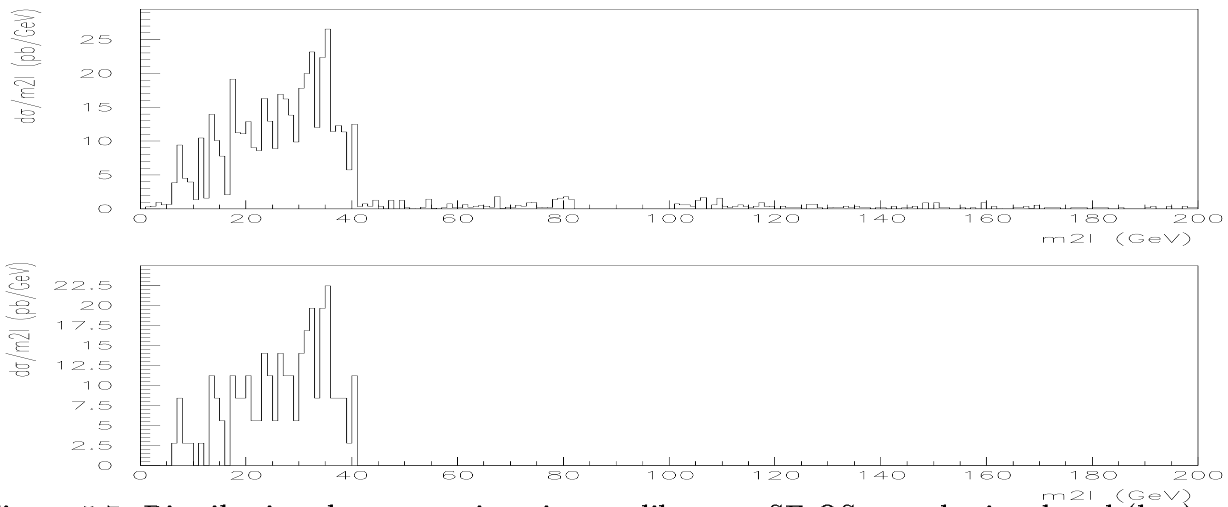


Figure 5.7: Distribution des masses invariantes dileptons SF-OS pour le signal seul (bas) et pour le signal augmenté des bruits de fond du MS et du MSSM. $m_{\tilde{g}} = -\mu = 200$ GeV, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} +$ 20 GeV, $tan\beta$ =2 et $\int \mathcal{L}dt = 10^4 pb^{-1}$.

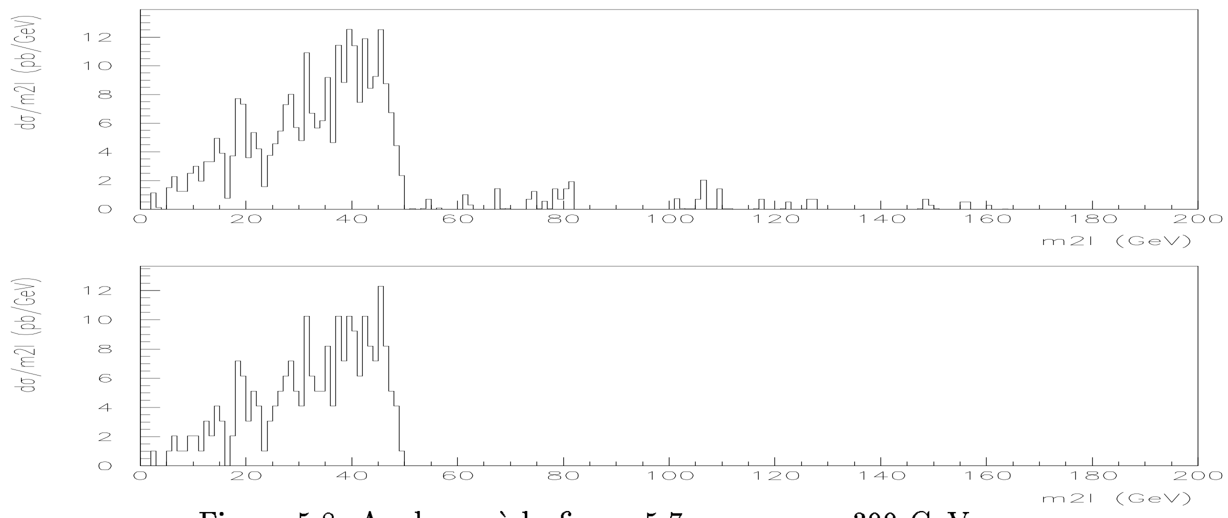


Figure 5.8: Analogue à la figure 5.7 pour $m_{\tilde{g}} = 300$ GeV.

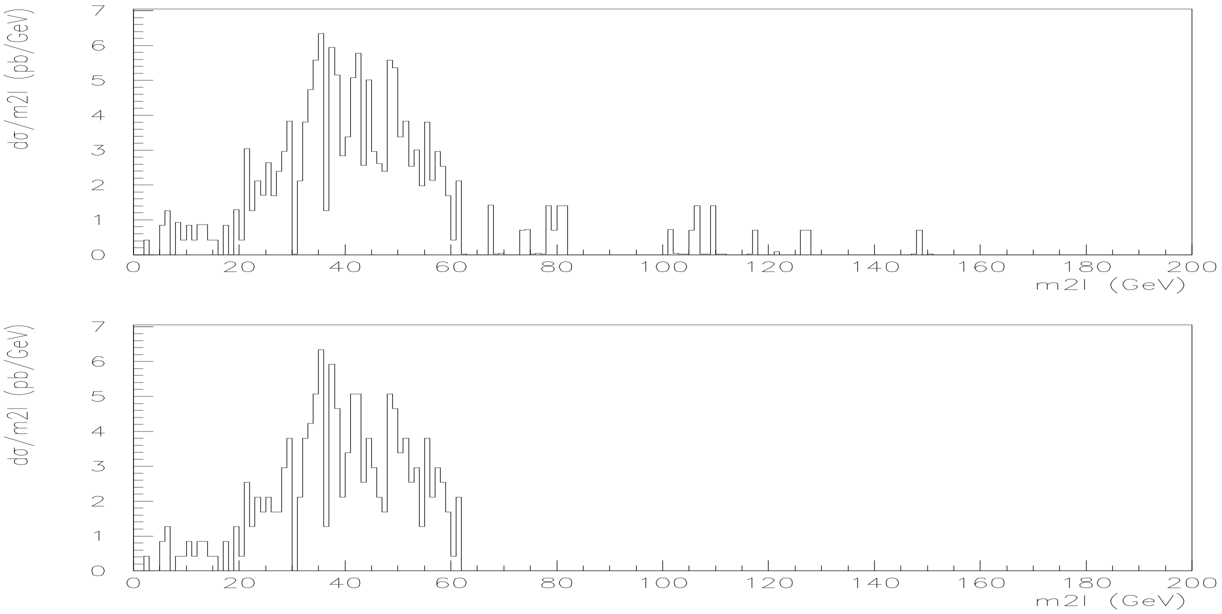


Figure 5.9: Analogue à la figure 5.7 pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV.

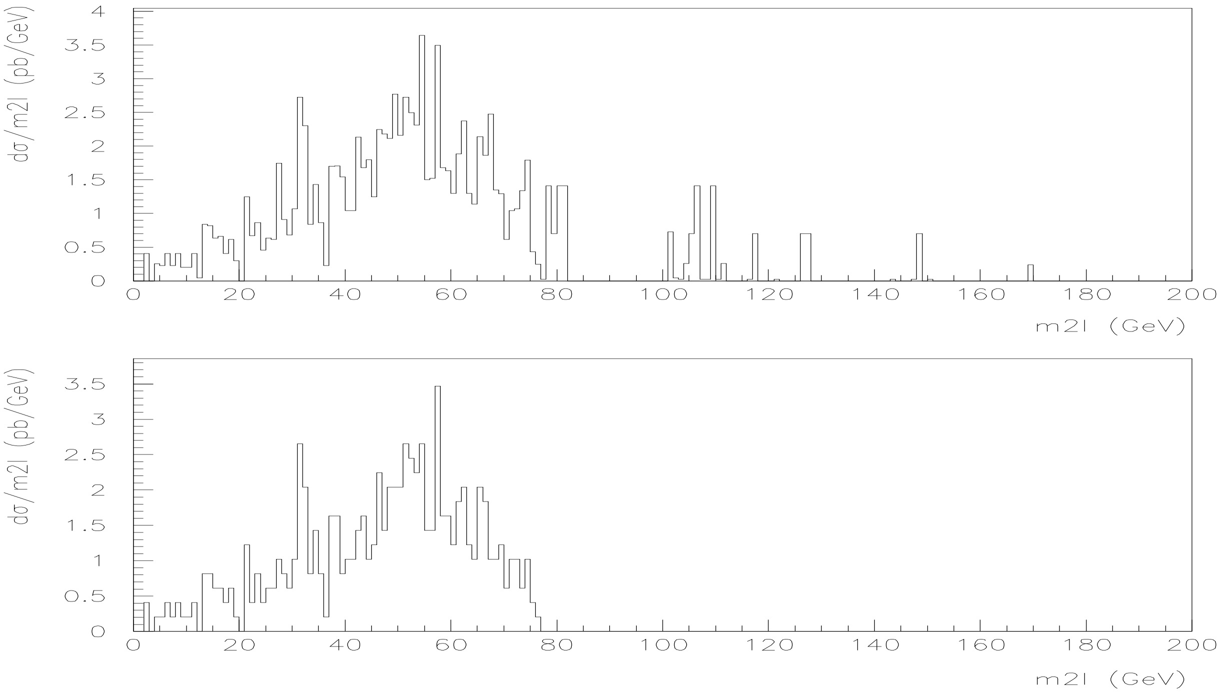


Figure 5.10: Analogue à la figure 5.7 pour $m_{\tilde{g}} = 500$ GeV.

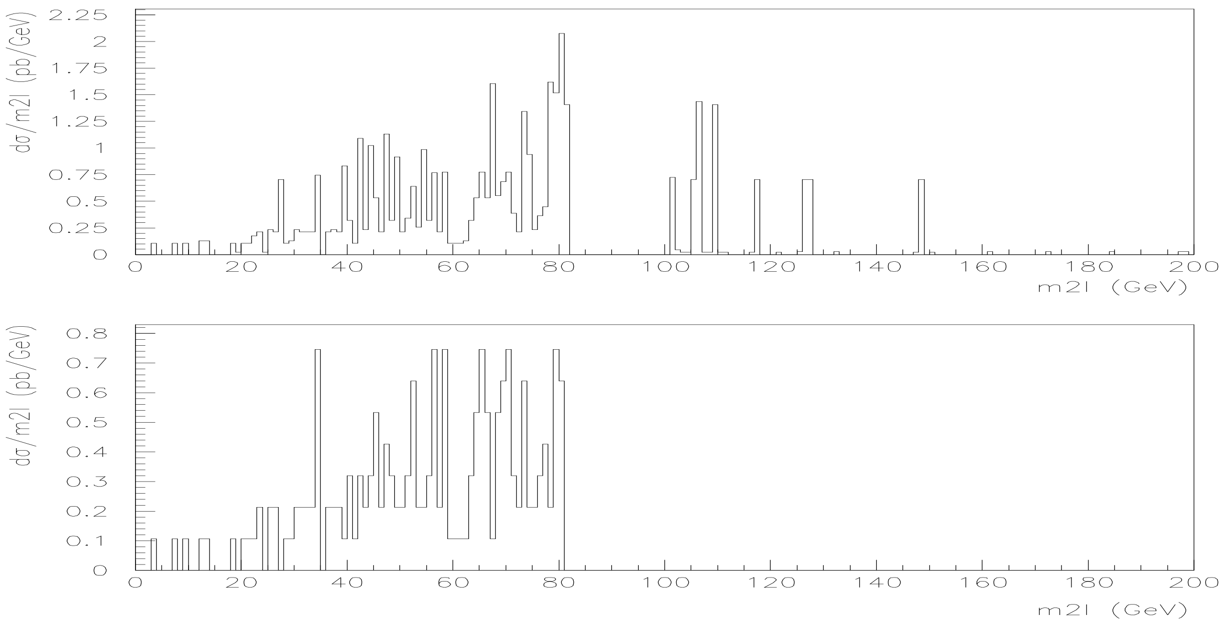


Figure 5.11: Analogue à la figure 5.7 pour $m_{\tilde{g}} = 600$ GeV.

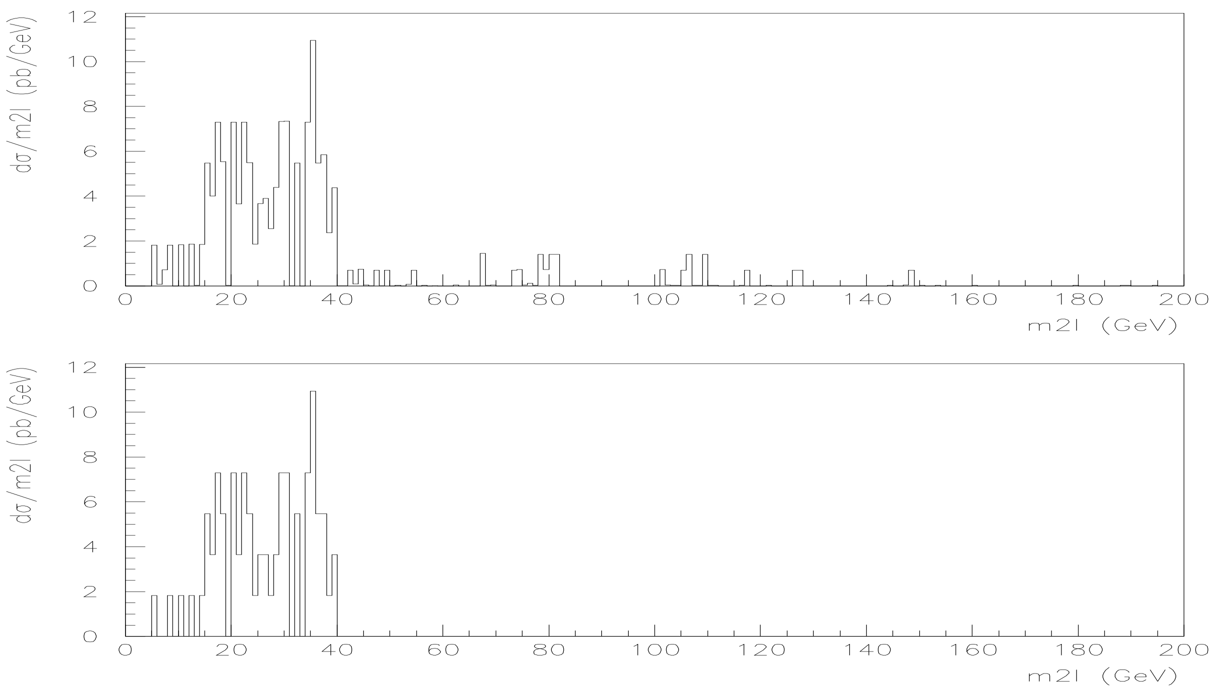


Figure 5.12: Analogue à la figure 5.7 pour $m_{\tilde{g}} = 200$ GeV mais $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$.

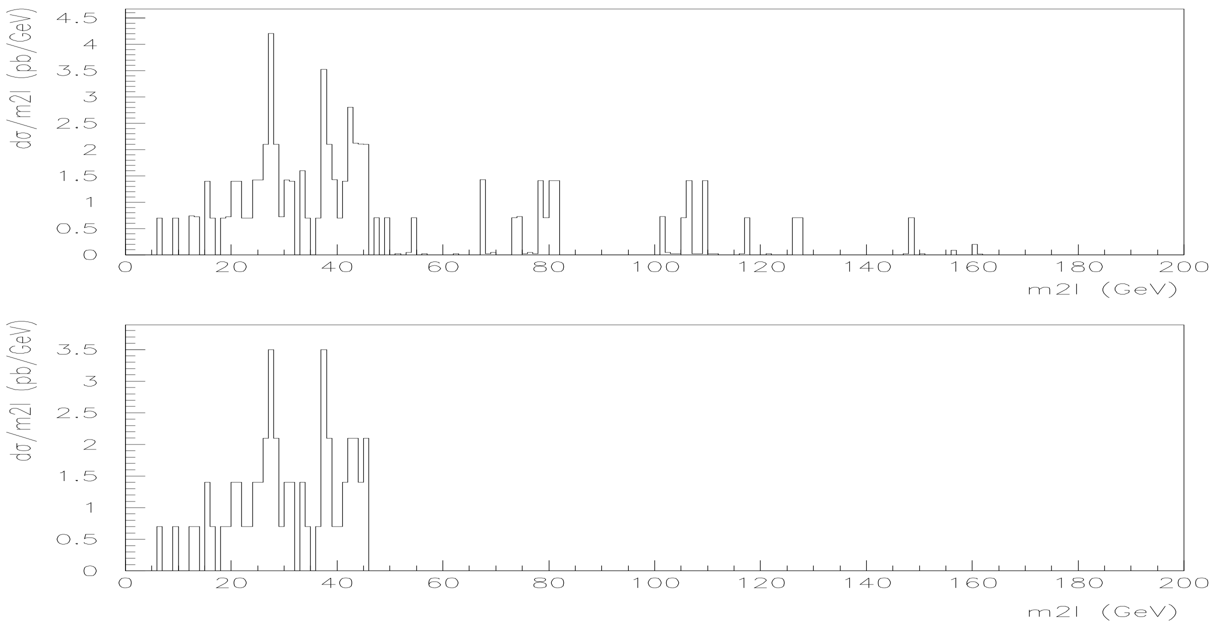


Figure 5.13: Analogue à la figure 5.12 pour $m_{\tilde{g}} = 300$ GeV.

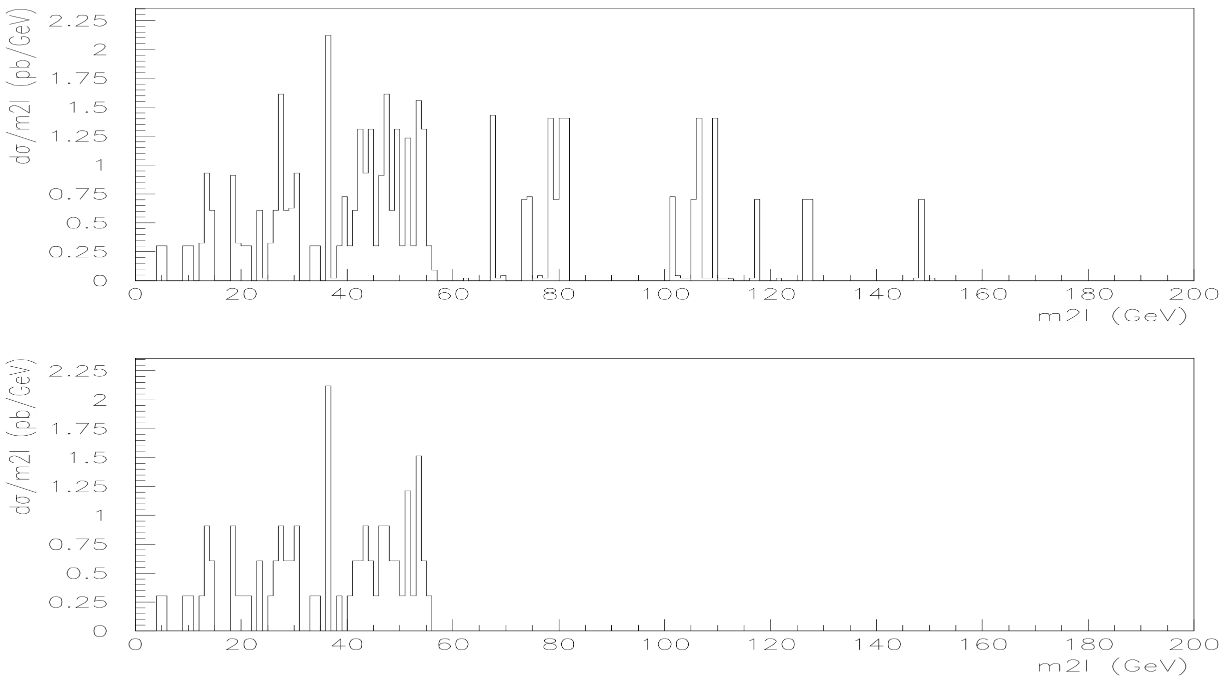


Figure 5.14: Analogue à la figure 5.12 pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV.

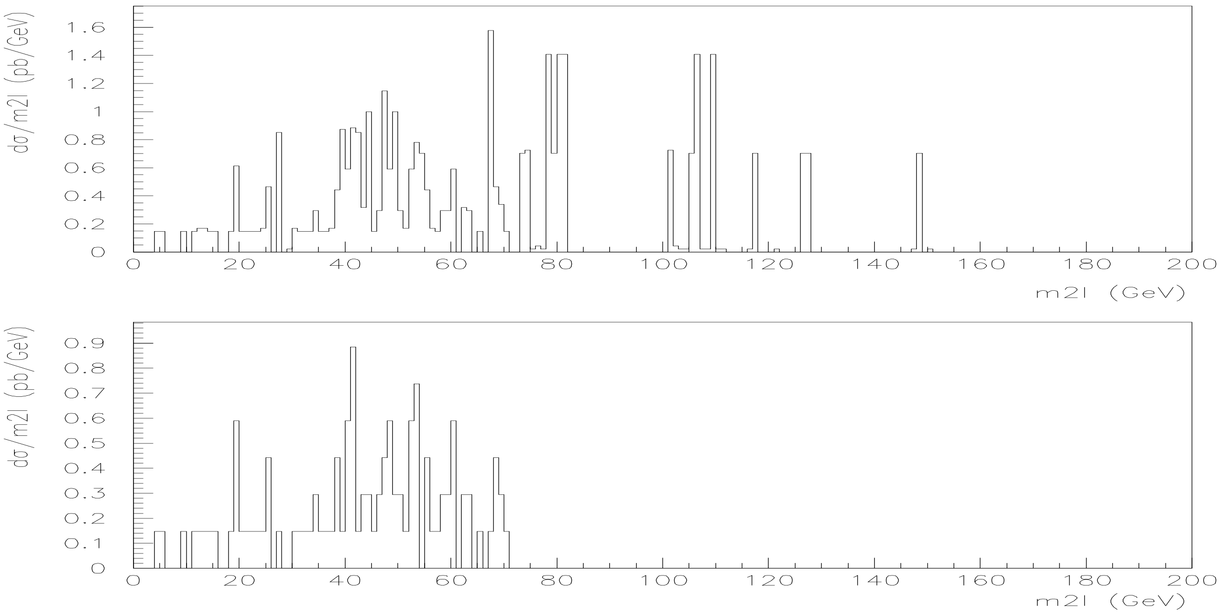


Figure 5.15: Analogue à la figure 5.12 pour $m_{\tilde{g}} = 500$ GeV.

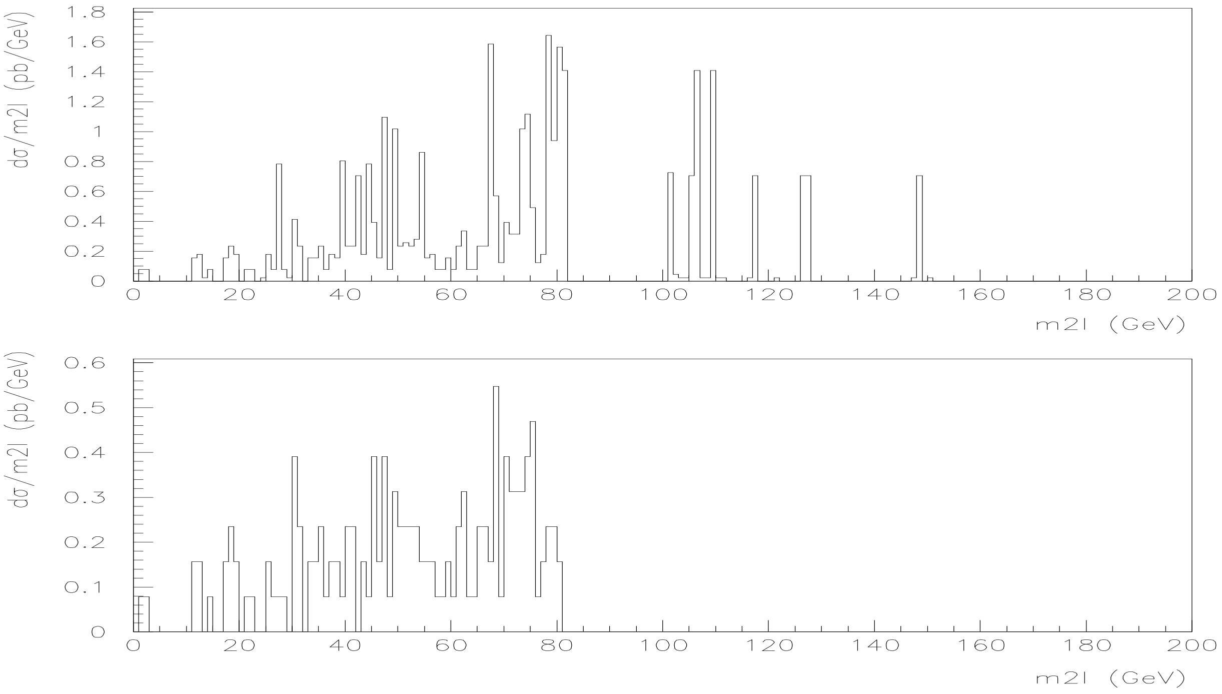


Figure 5.16: Analogue à la figure 5.12 pour $m_{\tilde{g}} = 600$ GeV.

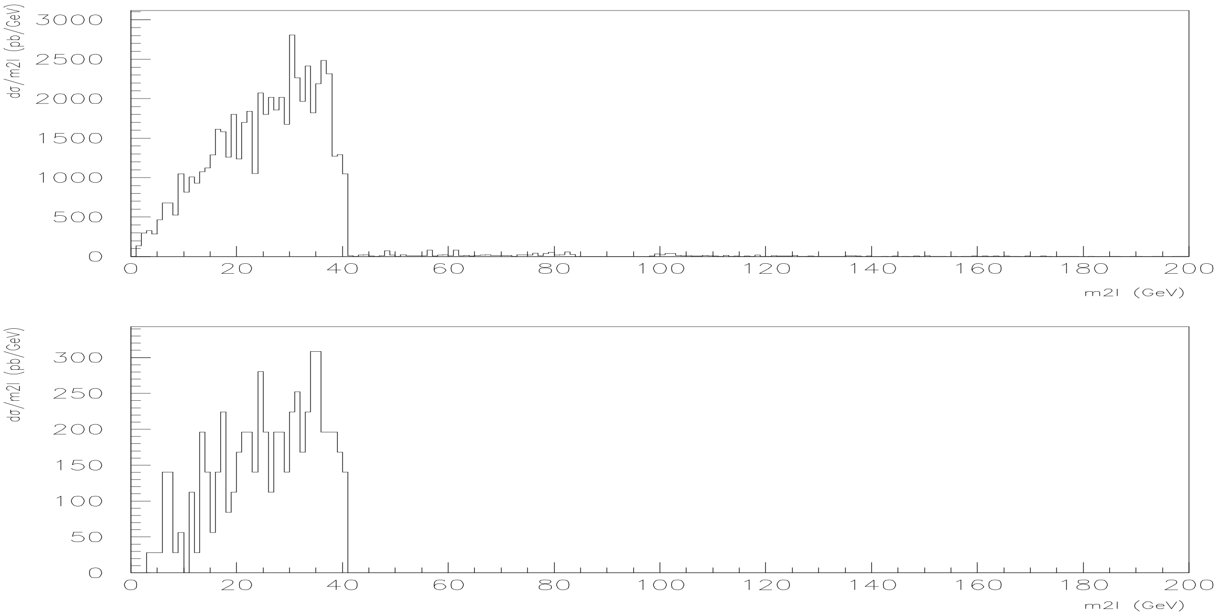


Figure 5.17: Analogue à la figure 5.7 pour $m_{\tilde{g}} = 200$ GeV et $\int \mathcal{L} dt = 10^5 pb^{-1}$.

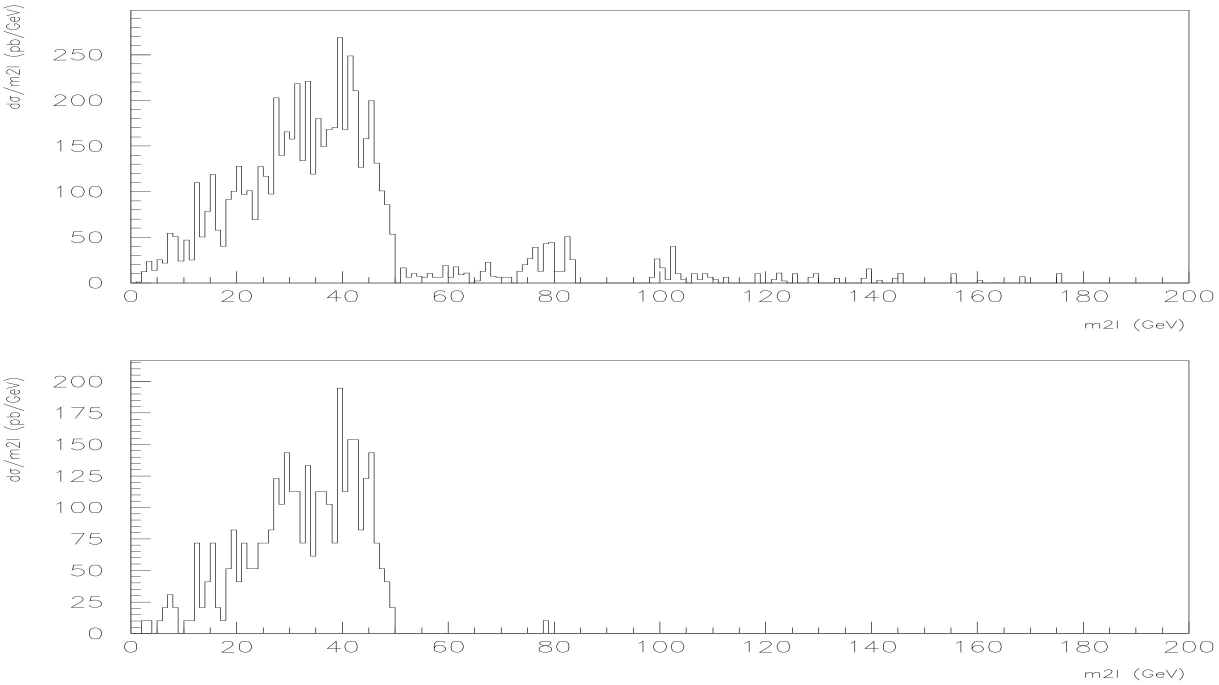


Figure 5.18: Analogue à la figure 5.17 pour $m_{\tilde{g}} = 300$ GeV.

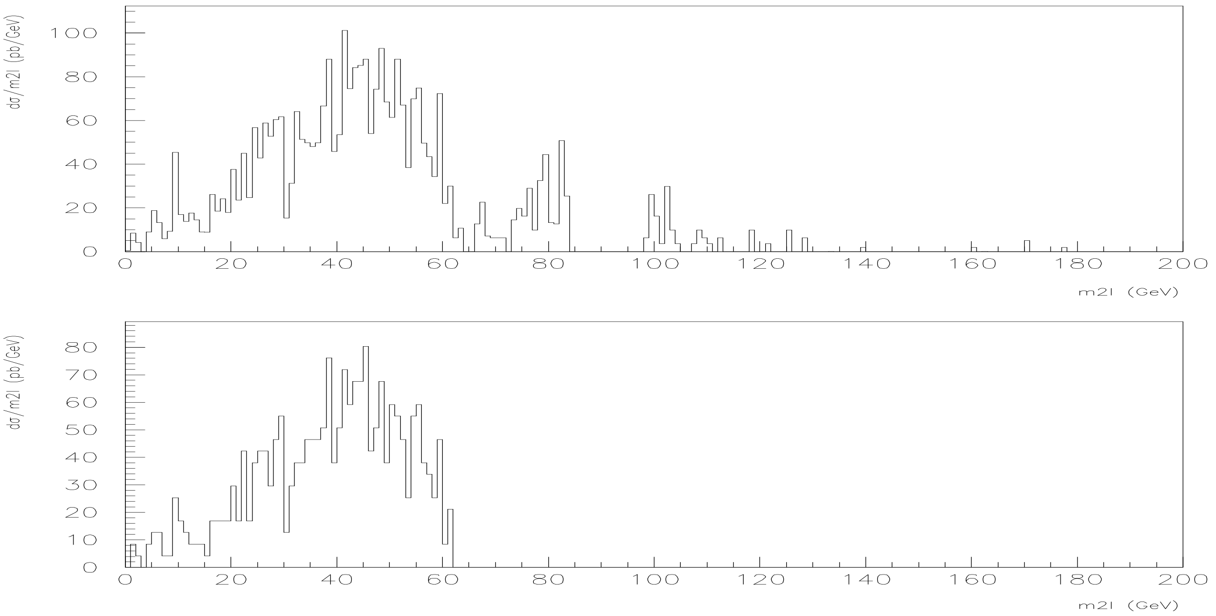


Figure 5.19: Analogue à la figure 5.17 pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV.

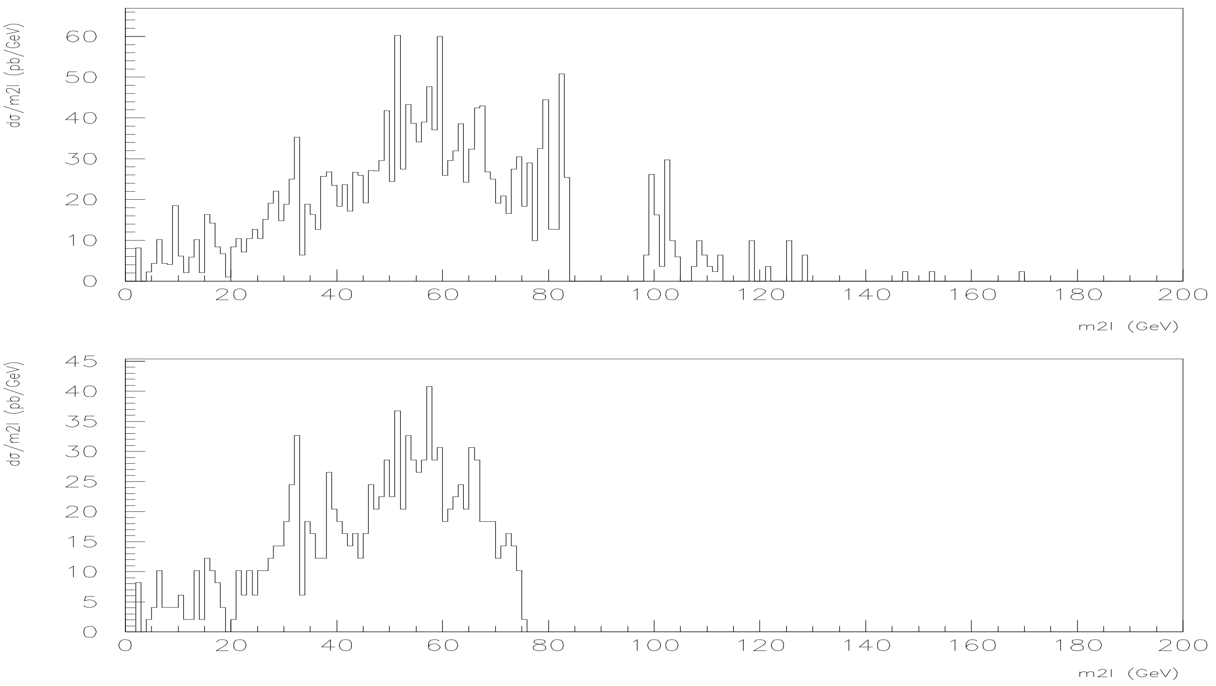


Figure 5.20: Analogue à la figure 5.17 pour $m_{\tilde{g}} = 500$ GeV.

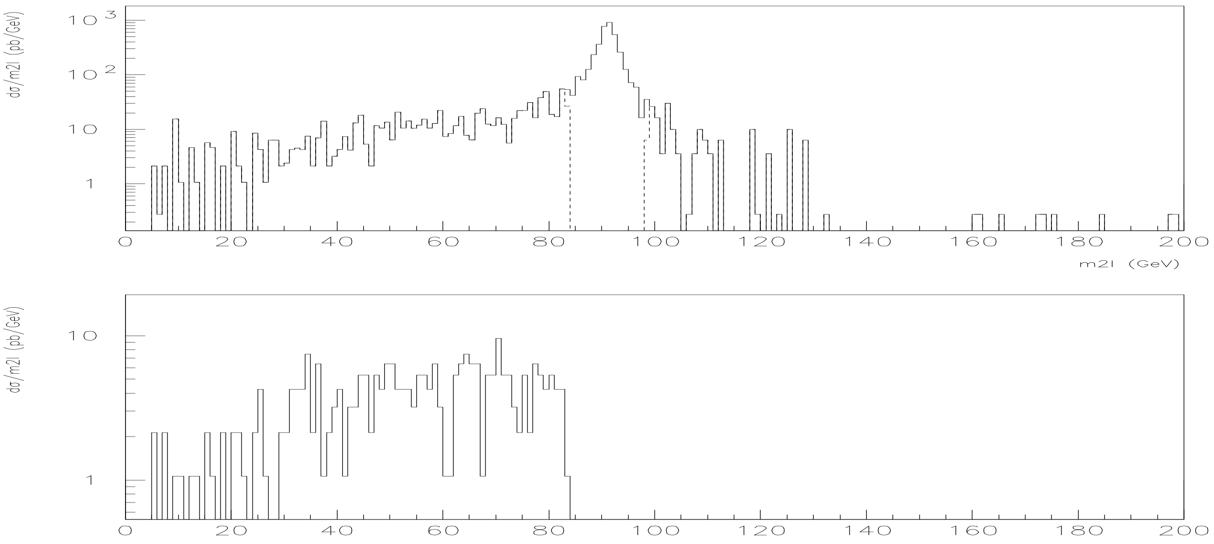


Figure 5.21: Analogue à la figure 5.17 pour $m_{\tilde{g}} = 600$ GeV.

5.2.2 La relation $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = f(m_{\tilde{g}}, \mu, tan\beta)$

Nous venons de voir que la quantité $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ est mesurable expérimentalement et, avec la paramétrisation de G-H, nous pouvons la relier aux trois paramètres du secteurs des jauginos: $m_{\tilde{g}}$, μ et $tan\beta$. Les courbes suivantes (cf 5.22-29) montrent la dépendance de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ vis-à-vis de ces trois paramètres.

La première observation que l'on peut faire en analysant ces courbes est qu'il y a, sur l'intervalle $200 \leq m_{\tilde{g}} \leq 600$ GeV, une dépendance linéaire de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ vis-à-vis de $m_{\tilde{g}}$.

Ensuite, on observe une forte variation de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ en fonction de μ pour les faibles $|\mu|$. Cette grande dépendance de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ vis-à-vis de μ s'estompe complètement dès que l'on considère de grands $|\mu|$ (typiquement $|\mu| \geq 200$ GeV), on atteint alors un plateau quel que soit le signe de μ.

Enfin, il apparaît, en comparant respectivement les figures 5.22, 5.24 et 5.26 et les figures 5.23, 5.25 et 5.27, que la dépendance de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ vis-à-vis de $tan\beta$ est très modérée.

De ces trois observations on peut déduire le principe de la méthode: la très faible dépendance de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ vis-à-vis de $tan\beta$ et de μ (pour $|\mu| \geq 200$ GeV) et la dépendance linéaire de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ vis-à-vis de $m_{\tilde{g}}$ permettent de mesurer ce dernier paramètre. En effet, il est relié par les relations (5.2) à la quantité $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ qui est mesurable expérimentalement.

Enfin, comme le montrent les figures 5.28 et 5.29, une correction systématique de +4 GeV permet d'affiner l'accord entre les $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ donnés par ISAJET 7.08 et la paramétrisation G-H. Cette faible correction revêt un caractère arbitraire mais pourrait trouver une explication dans les trois causes mentionnées plus haut: les hypothèses (5.3), les valeurs des constantes de couplages (5.5) et la troncature du développement de G-H.

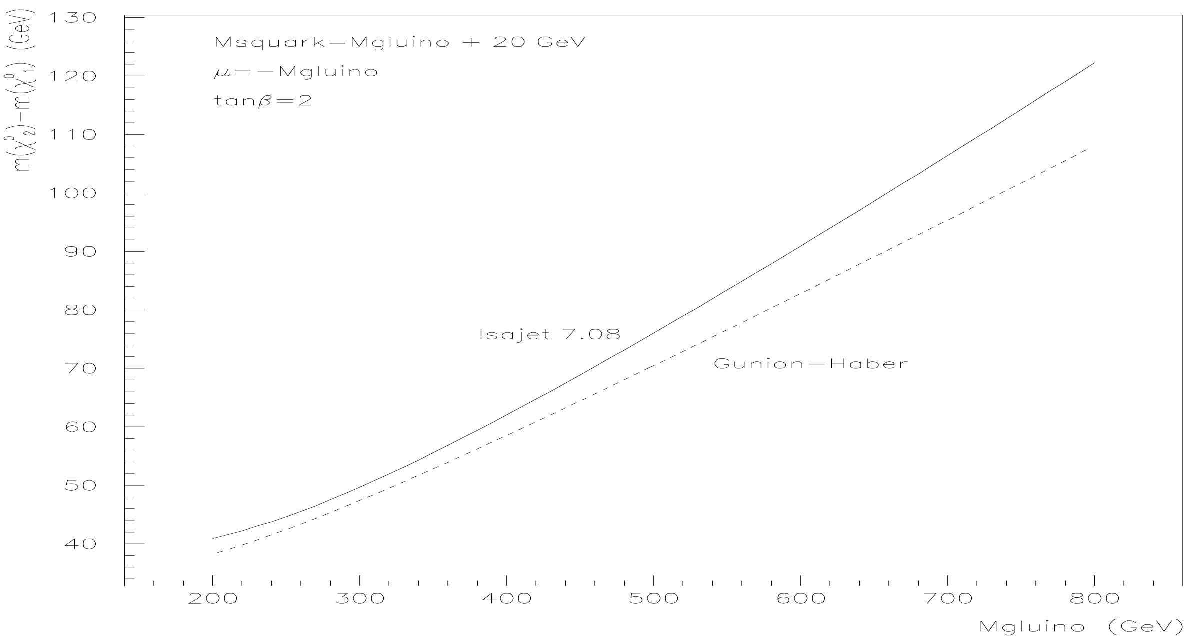


Figure 5.22: $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$ avec ISAJET 7.08 (trait plein) et avec la paramétrisation G-H (tirets). $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}+$ 20 GeV, $\mu = -m_{\tilde{g}}$ et $tan\beta$ =2.

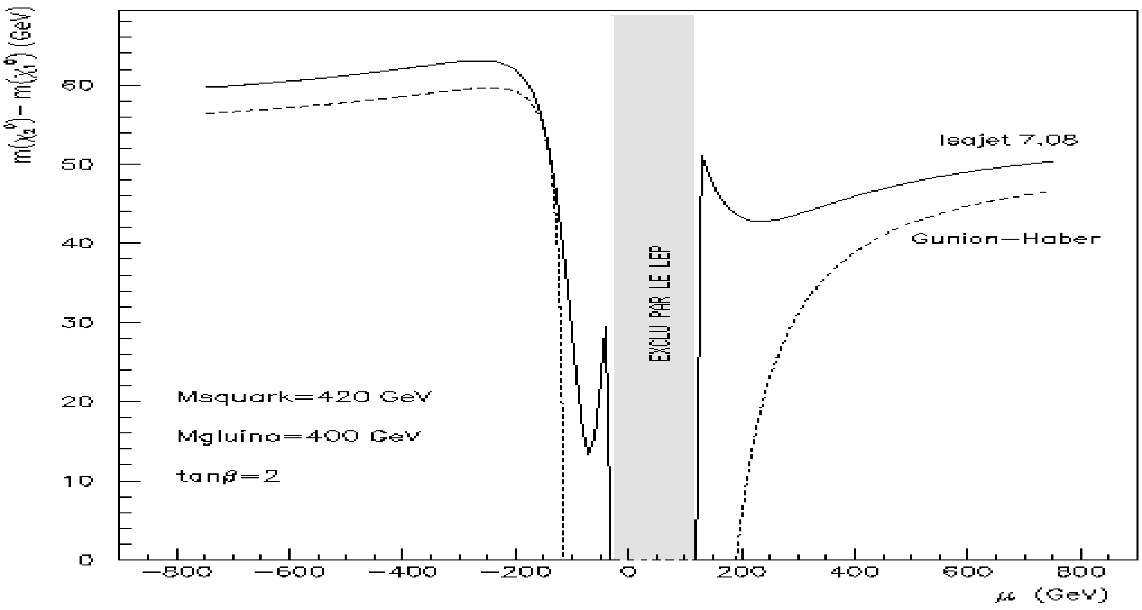


Figure 5.23: Analogue à la figure 5.22 pour $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ en fonction de μ.

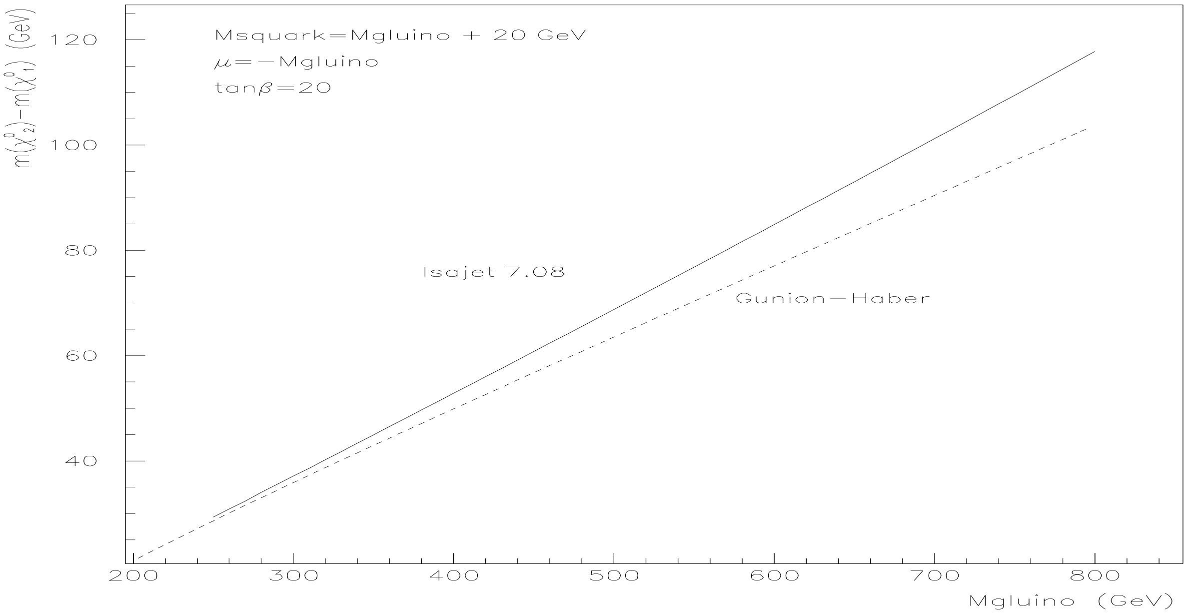


Figure 5.24: Analogue à la figure 5.22 pour $tan\beta$ =20.

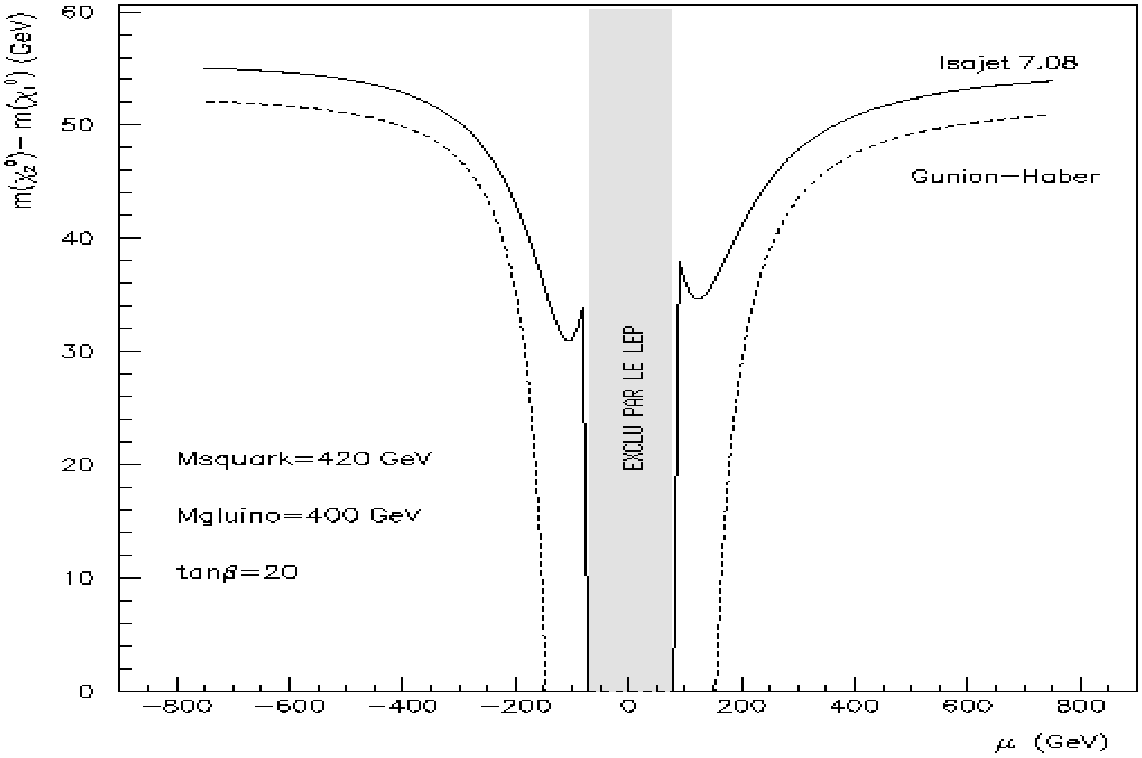


Figure 5.25: Analogue à la figure 5.23 pour $tan\beta$ =20.

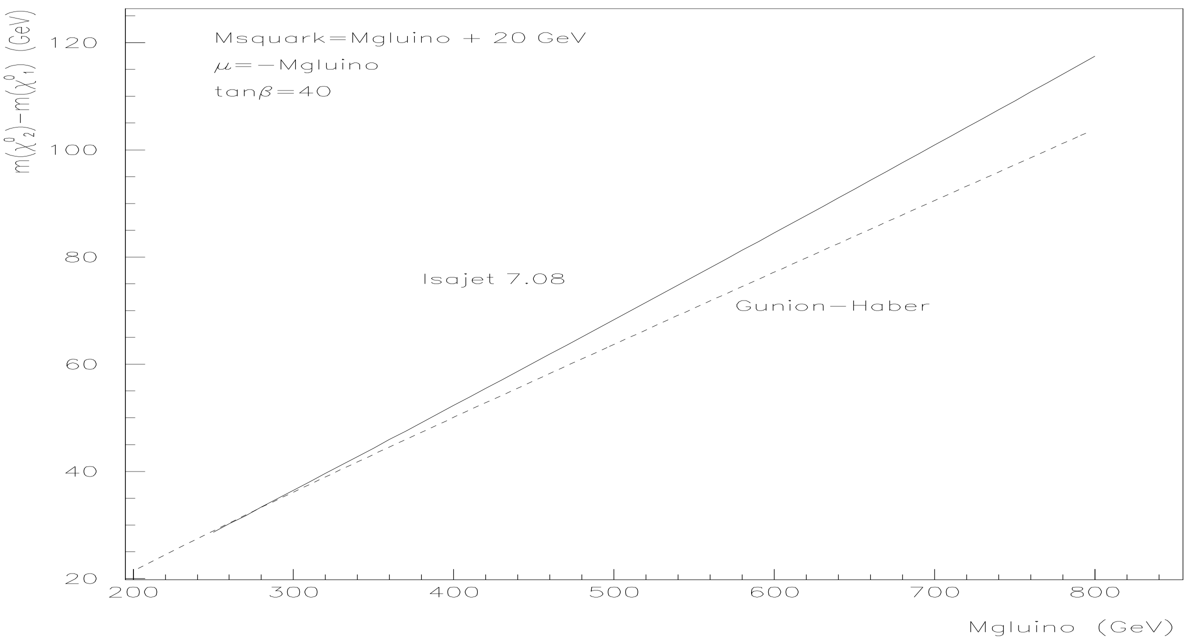


Figure 5.26: Analogue à la figure 5.22 pour $tan\beta$ =40.

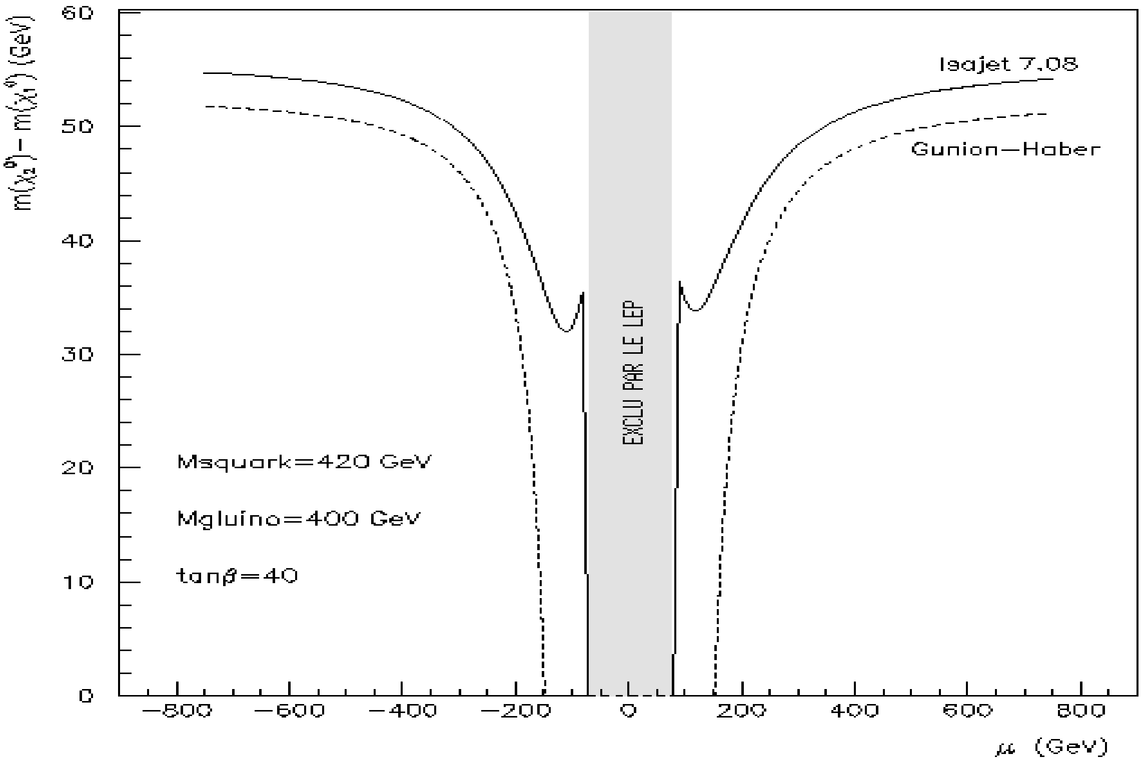


Figure 5.27: Analogue à la figure 5.23 pour $tan\beta$ =40.

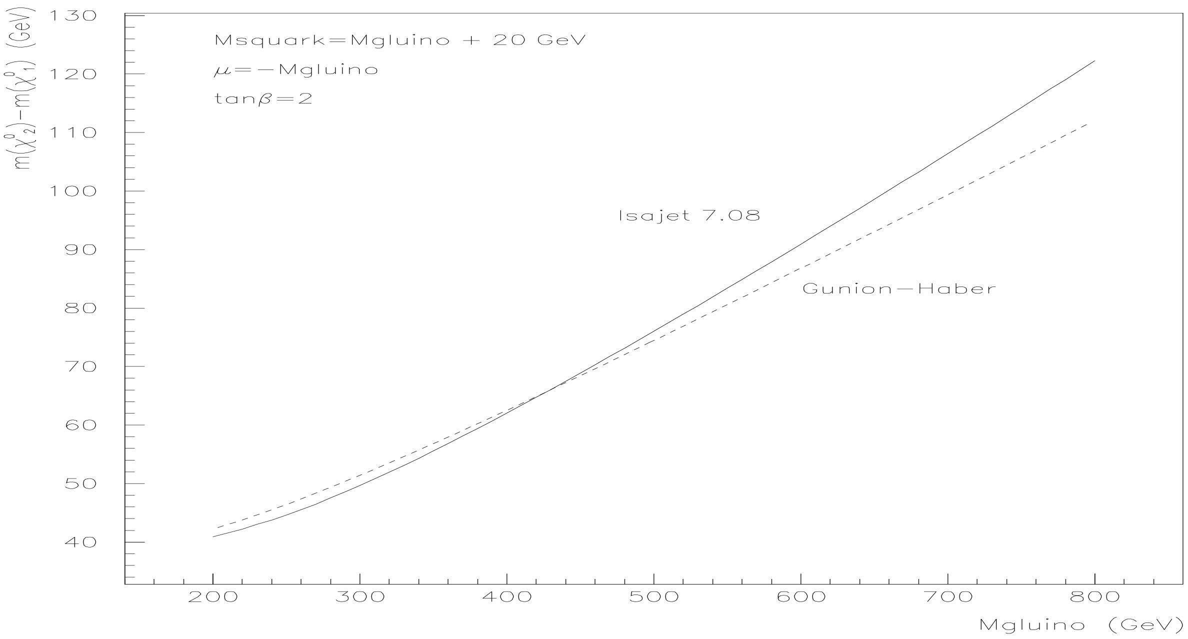


Figure 5.28: Analogue à la figure 5.22, ici la courbe de G-H est corrigée de +4 GeV.

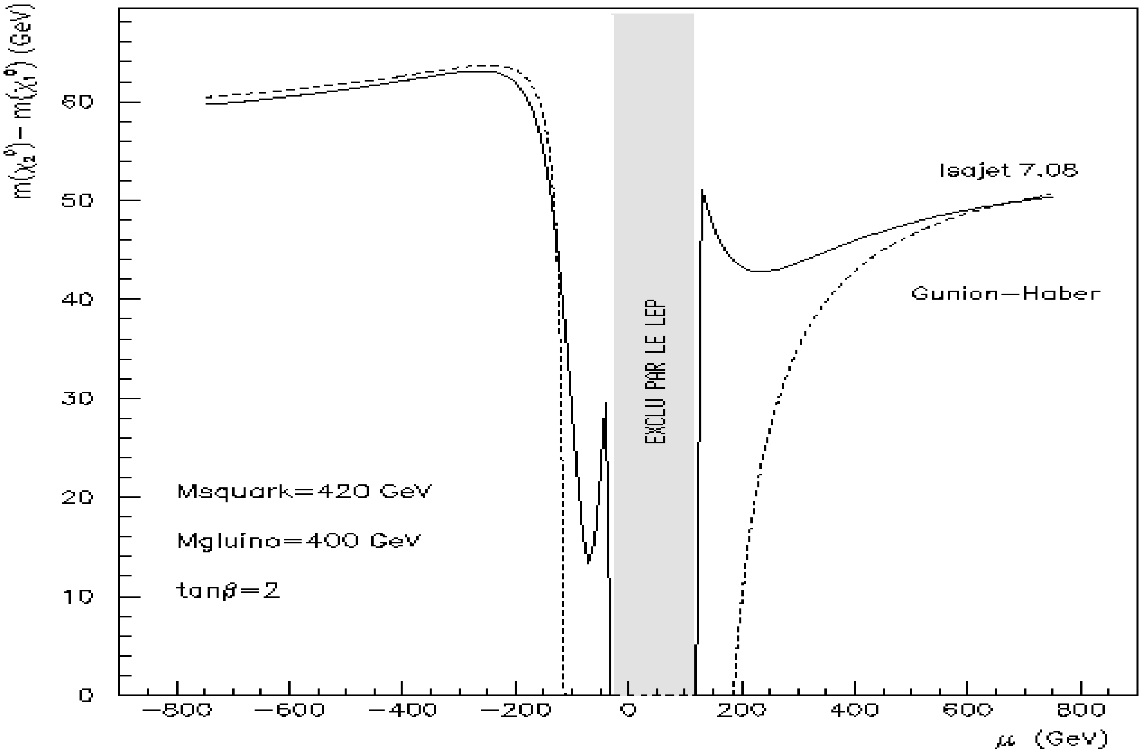


Figure 5.29: Analogue à la figure 5.23, ici la courbe de G-H est corrigée de +4 GeV.

5.2.3 Autres paramétrisations

Il existe d'autres paramétrisation que celle de G-H, notamment celle de Bartl et al. [5]. Elle permet de reproduire chacune des variations de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et de $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$ avec une meilleure pente que la paramétrisation de G-H (cf Fig. 5.31) mais en sous-estimant davantage ces masses. En conséquence, la différence de ces deux quantités a également une meilleure pente (cf Fig. 5.30) mais nécessiterait une correction systématique de +15 GeV pour reproduire précisément les prédictions d'ISAJET 7.08. Aussi nous avons gardé la paramétrisation de G-H parce qu'elle nécessite une correction plus petite et globalement un accord satisfaisant pour la reconstitution approchée du spectre de masse des charginos et des neutralinos.

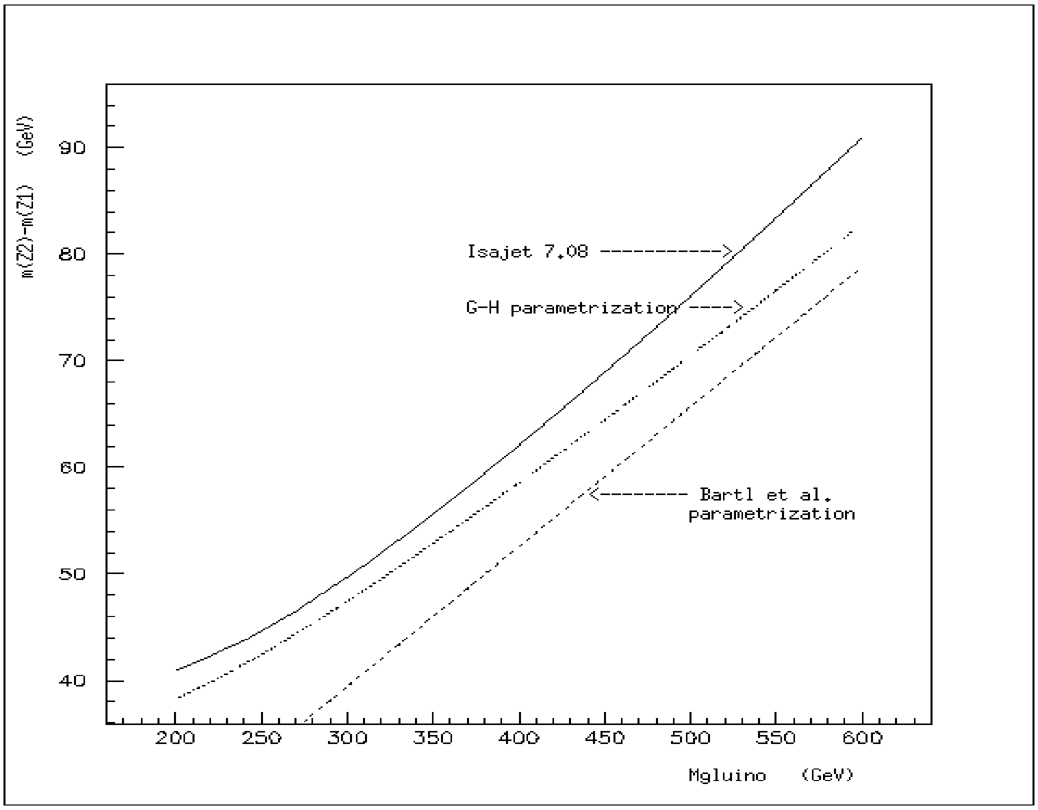


Figure 5.30: $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$ avec ISAJET 7.08 (trait plein) et avec les paramétrisations de G-H (pointillés) et Bartl et al. (tirets).

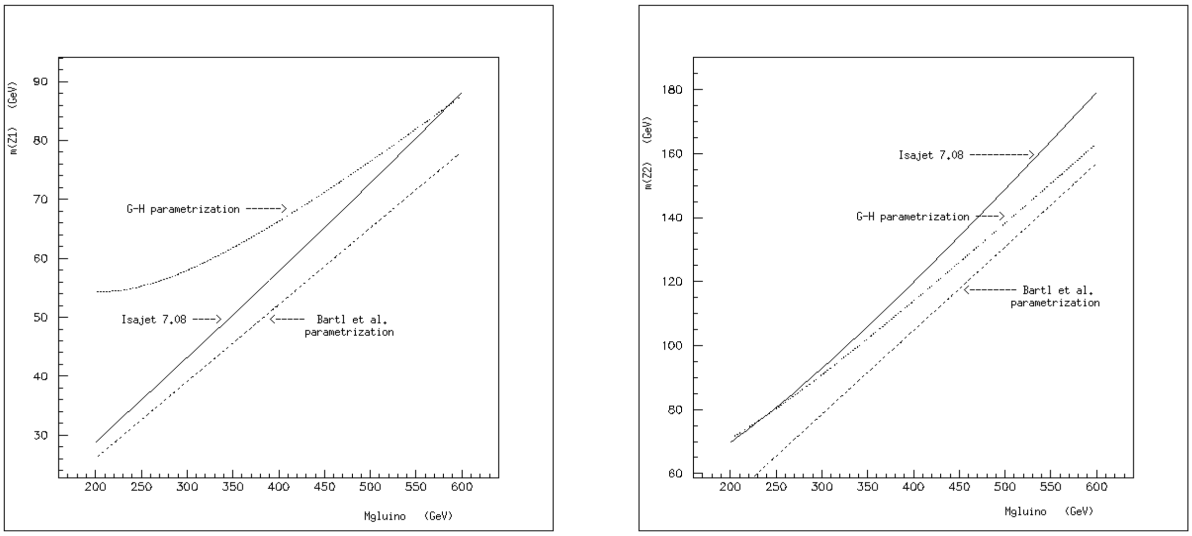


Figure 5.31: Analogue à la figure 5.30 pour $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (gauche) et pour $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ (droite).

5.3 Application à la détermination de $m_{\tilde{g}}$

5.3.1 Méthode générale

Pour évaluer $m_{\tilde{g}}$ nous allons utiliser l'expression de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ donnée par la paramétrisation de G-H corrigée:

$$m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx (\frac{\alpha_2}{\alpha_3} - \frac{5\alpha_1}{3\alpha_3})m_{\tilde{g}}$$

$$+m_z^2[\frac{(\frac{\alpha_2}{\alpha_3}m_{\tilde{g}} + \mu\ sin(2\beta))cos^2\theta_W}{((\frac{\alpha_2}{\alpha_3})^2 m_{\tilde{g}}^2 - \mu^2)} - \frac{(\frac{5\alpha_1}{3\alpha_3}m_{\tilde{g}} + \mu\ sin(2\beta))sin^2\theta_W}{((\frac{5\alpha_1}{3\alpha_3})^2 m_{\tilde{g}}^2 - \mu^2)}]$$

$$+4 \text{ GeV} \qquad (5.8).$$

Comme le montre la figure 5.32, cette expression se subdivise en trois termes:

- $(\frac{\alpha_2}{\alpha_3} - \frac{5\alpha_1}{3\alpha_3})m_{\tilde{g}}$ qui est le terme dominant, représenté par la courbe linéaire (1st order term). Ce terme reproduit bien la pente de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ en fonction de $m_{\tilde{g}}$ dans ISAJET 7.08 mais sous-estime cette quantité de 10 à 15 GeV sur l'intervalle $200 \leq m_{\tilde{g}} \leq 600$ GeV.
- un terme qui, pour l'exemple choisi ($\mu = -m_{\tilde{g}}$ et $tan\beta$ =2), s'apparente à une hyperbole $\sim 1/m_{\tilde{g}}$ (2nd order term) et qui est petit devant le terme précédent.
- la correction de +4 GeV.

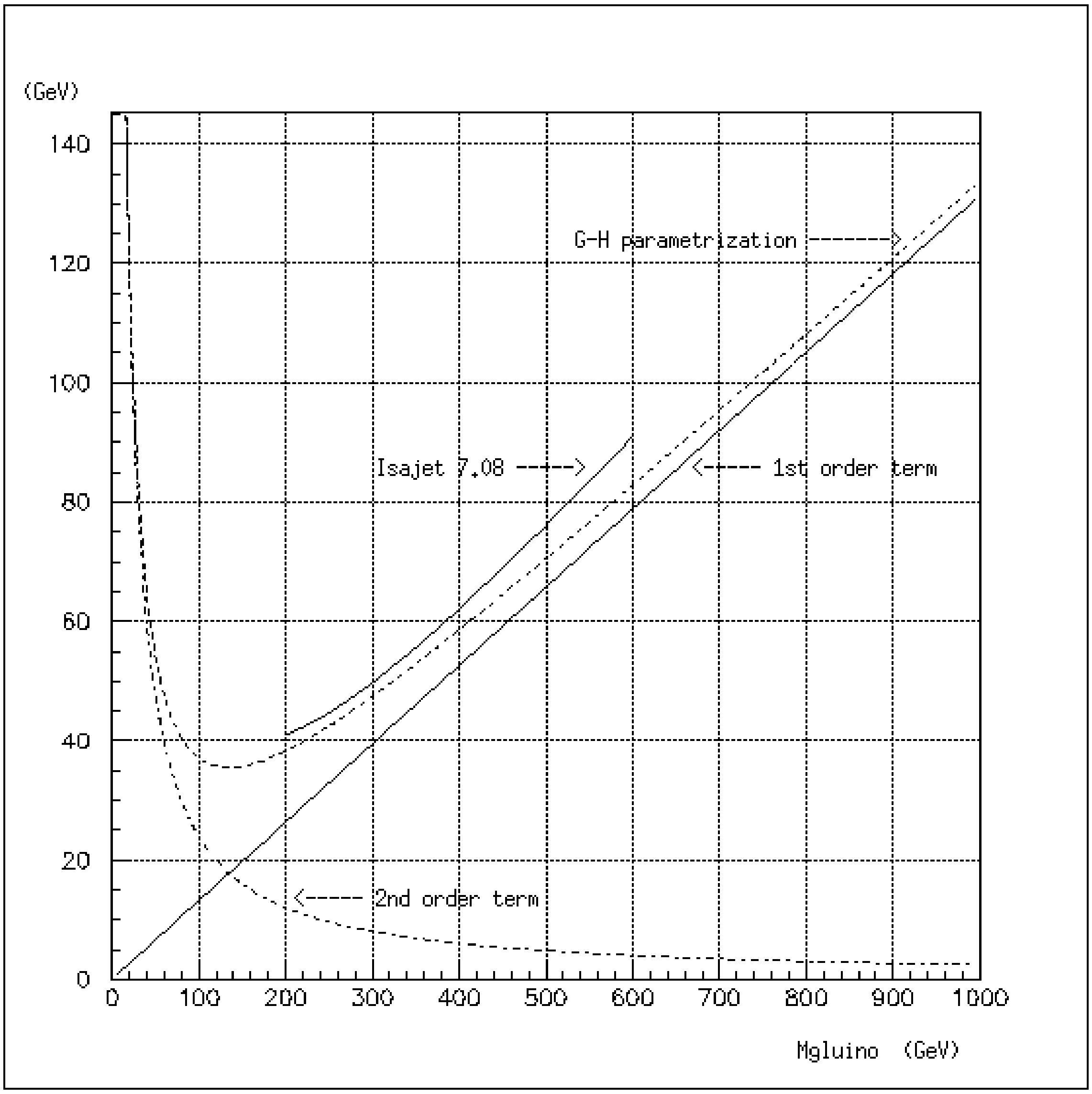


Figure 5.32: Les deux premiers termes contribuant à $m_{\tilde{\chi}^0_2} - m_{\tilde{\chi}^0_1}$ dans la paramétrisation de G-H.

• Evaluation grossière de $m_{\tilde{g}}$:

Elle est basée sur le fait que le terme $(\frac{\alpha_2}{\alpha_3} - \frac{5\alpha_1}{3\alpha_3})m_{\tilde{g}}$ est dominant est qu'il constitue déjà une bonne approximation de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$. En effet, à ce niveau d'approximation,

$$m_{\tilde{g}} \approx (m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} - 4)/(\frac{\alpha_2}{\alpha_3} - \frac{5\alpha_1}{3\alpha_3}) \tag{5.9}$$

• Evaluation précise de $m_{\tilde{g}}$:

Elle requiert la résolution numérique de l'équation suivante:

$$\begin{aligned} &[(\tfrac{\alpha_2}{\alpha_3} - \tfrac{5\alpha_1}{3\alpha_3})m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_2^0} + m_{\tilde{\chi}_1^0} + 4][(\tfrac{5\alpha_1}{3\alpha_3})^2 m_{\tilde{g}}^2 - \mu^2][(\tfrac{\alpha_2}{\alpha_3})^2 m_{\tilde{g}}^2 - \mu^2)] \\ &+m_Z^2[\tfrac{\alpha_2}{\alpha_3}m_{\tilde{g}} + \mu\ sin(2\beta)][(\tfrac{5\alpha_1}{3\alpha_3})^2 m_{\tilde{g}}^2 - \mu^2)]cos^2\theta_W \\ &-m_Z^2[\tfrac{5\alpha_1}{3\alpha_3}m_{\tilde{g}}+\mu\ sin(2\beta)][(\tfrac{\alpha_2}{\alpha_3})^2 m_{\tilde{g}}^2-\mu^2)]sin^2\theta_W = 0 \end{aligned} \tag{5.10}$$

c'est une équation du 5^e degré en $m_{\tilde{g}}$ qui peut donc a priori avoir cinq racines. En pratique, pour tout $|\mu| <$1 TeV et $2\leq tan\beta \leq 40$, les simulations numériques que nous avons effectué montrent qu'il n'y a qu'une seule racine réelle dans l'intervalle $0\leq m_{\tilde{g}} \leq$ 600 GeV. Cette racine sera donc adoptée comme la solution physique de l'équation (5.10).

Pour tester cette méthode nous avons essayé de retrouver des masses de gluinos données pour différents choix de paramètres. Les deux exemples suivants illustrent les détails de cette méthode ainsi que les résultats qu'elle permet d'obtenir:

• Exemple 1, nous sommes partis de

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} = 400GeV, \\ (m_{\tilde{q}} = 420GeV), \\ \mu = -300GeV, \\ tan\beta = 20. \end{cases}$$

Dans ce cas, la valeur théorique de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ est 50.249 GeV. En supposant que $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$ reproduise cette valeur à 1.5 GeV près par exemple, alors $m_{\ell^+\ell^-}^{max} \approx$51.749 GeV par exemple.

. Au premier ordre, nous avons:

$$51.749 = 4 + (\frac{\alpha_2}{\alpha_3} - \frac{5\alpha_1}{3\alpha_3})m_{\tilde{g}}$$

d'où $m_{\tilde{g}} \approx$ 363.55 GeV, soit une erreur relative $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}} \approx$9.1 %. Cela donne déjà une bonne estimation de $m_{\tilde{g}}$.

. Au second ordre, il nous faut résoudre l'équation (5.10) mais nous ne connaissons ni la valeur de $|\mu|$, ni celle de β. Nous allons faire l'hypothèse que $|\mu| \geq$200 GeV. Dans ces conditions, on sait que $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ne dépend pratiquement plus de μ ni de $tan\beta$. Ensuite, nous choisissons arbitrairement une valeur de $|\mu| \geq$200 GeV se situant sur le plateau (cf Fig. 5.23,25,27,29), $|\mu|$ =400 GeV par exemple; il ne reste plus qu'une ambiguité sur le signe de μ. Pour s'en affranchir, nous allons prendre la moyenne arithmétique des deux solutions de (5.10) correspondant à μ =+400 GeV et

μ =-400 GeV. Cette interpolation se justifie rigoureusement par le fait que les deux seuls termes dépendant de μ dans (5.10):

$$\frac{m_z^2 \mu sin(2\beta) cos^2\theta_W}{((\frac{\alpha_2}{\alpha_3})^2 m_{\tilde{g}}^2 - \mu^2)} \text{ et } \frac{-\mathrm{m}_z^2 \mu \mathrm{sin}(2\beta)\mathrm{sin}^2\theta_\mathrm{W}}{((\frac{5\alpha_1}{3\alpha_3})^2 \mathrm{m}_{\tilde{g}}^2 - \mu^2)}$$

en sont des fonctions monotones sur le domaine de l'espace des paramètres considéré. De même, nous effectuons la moyenne sur deux valeurs extrêmes de $tan\beta$: 2 et 40. En effet, le terme dépendant de β dans (5.10):

$$m_z^2 \mu sin(2\beta)[\frac{cos^2\theta_W}{((\frac{\alpha_2}{\alpha_3})^2 m_{\tilde{g}}^2 - \mu^2)} - \frac{sin^2\theta_W}{((\frac{5\alpha_1}{3\alpha_3})^2 m_{\tilde{g}}^2 - \mu^2)}]$$

en est lui aussi une fonction monotone sur le domaine considéré. En outre, on peut montrer que c'est également une fonction monotone de $tan\beta$ sur ce domaine. Les résolutions de (5.10) dans ces différentes configurations donnent:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} \approx 478 \text{ GeV} & \text{pour } \tan\beta = 2 \text{ et } \mu = 400 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \approx 314 \text{ GeV} & \text{pour } \tan\beta = 2 \text{ et } \mu = -400 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \approx 397 \text{ GeV} & \text{pour } \tan\beta = 40 \text{ et } \mu = 400 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \approx 387 \text{ GeV} & \text{pour } \tan\beta = 40 \text{ et } \mu = -400 \text{ GeV}, \end{cases}$$

la moyenne de ces quatre valeurs donne: $< m_{\tilde{g}} >\approx$394 GeV donc $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}} \approx 1.5\%$.

- Exemple 2, nous sommes partis de

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} = 500GeV, \\ (m_{\tilde{q}} = 1000GeV), \\ \mu = -500GeV, \\ tan\beta = 20. \end{cases}$$

Dans ce cas, $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0})_{th.} = 64.501$ GeV. En supposant que $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$ reproduise cette valeur à 1.5 GeV près par exemple, alors $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$ $\approx$66.001 GeV par exemple.

. Au premier ordre, nous avons: $m_{\tilde{g}} \approx 472.062$ GeV, soit $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}}$ $\approx$5.6 %.

. Au second ordre, nous avons:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} \approx 608 \text{ GeV} & \text{pour } \tan\beta = 2 \text{ et } \mu = 400 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \approx 428 \text{ GeV} & \text{pour } \tan\beta = 2 \text{ et } \mu = -400 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \approx 517 \text{ GeV} & \text{pour } \tan\beta = 40 \text{ et } \mu = 400 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \approx 506 \text{ GeV} & \text{pour } \tan\beta = 40 \text{ et } \mu = -400 \text{ GeV}, \end{cases}$$

d'où $< m_{\tilde{g}} >\approx 514.75$ GeV et $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}} \approx 3.0$ %.

L'ensemble des essais numériques que nous avons réalisé donnent typiquement les résultats suivants:

- si $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$ reproduit $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0})_{th.}$ à 1.5 GeV près alors $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}} < 10\%$,
- si $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$ reproduit $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0})_{th.}$ à 2 GeV près alors $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}} \approx 10 \sim 15\%$,
- si $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$ reproduit $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0})_{th.}$ à 4 GeV près alors $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}} \approx 25 \sim 30\%$.

5.3.2 Méthode du χ^2

La méthode générale développée dans le sous-paragraphe précédent ne donne que le principe de l'évaluation de $m_{\tilde{g}}$. Pour l'appliquer concrètement, il faut connaître la précision avec laquelle la mesure de $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$, entachée des erreurs expérimentales, approche la valeur théorique de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$.

Nous proposons ci-après une méthode un peu plus réaliste basée sur la comparaison du spectre de masses invariantes qui sera extrait des données avec des spectres simulés par Monte-Carlo balayant le domaine (4.1) de l'espace des paramètres. Nous divisons ces spectres en n intervalles et cherchons à minimiser le χ^2 défini par:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n}[MC_i(m_{\tilde{g}}, \mu, tan\beta) - DATA_i]^2/(\sigma^2_{STAT_i} + \sigma^2_{SYST_i}) \qquad (5.11)$$

où $MC_i(m_{\tilde{g}}, \mu, tan\beta)$ et $DATA_i$ représentent respectivement les populations simulées pour différentes valeurs du triplets $(m_{\tilde{g}}, \mu, tan\beta)$ et telles qu'elles apparaîtraient dans les données expérimentales dans un intervalle de masse invariante i. Les données simulées (incluant les bruits de fond du MS et du MSSM) seraient passées par une simulation détaillée de la réponse du détecteur avant d'être comparées aux données réelles; l'ensemble de ces données étant évidemment soumis aux mêmes coupures. Au dénominateur de ce χ^2 figurent les erreurs statistiques σ_{STAT_i} et systématiques σ_{SYST_i} correspondant au nombre d'événements de l'intervalle i. Les erreurs systématiques ont été évaluées suivant la méthode décrite au paragraphe 4.3.

Pour tester cette méthode, nous avons choisi un point de l'espace des paramètres:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} = 300GeV, \\ (m_{\tilde{q}} = 320GeV), \\ \mu = -300GeV, \\ tan\beta = 2 \end{cases}$$

et nous avons comparé les spectres de masses invariantes correspondants avec tous les spectres disponibles correspondant à d'autres points de l'espace des paramètres. Ainsi, à basse luminosité, nous avons comparé le spectre de la figure 5.8 aux spectres des figures 5.7,9-16. de même, à haute luminosité, nous avons comparé le spectre de la figure 5.18 aux spectres des figures 5.17,18-21. Sachant que pour $m_{\tilde{g}}$ $\leq$600 GeV, $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ <95 GeV, nous avons restreint cette comparaison à l'intervalle: 0$\leq$ $m_{\ell^+\ell^-}$ $\leq$100 GeV que nous avons divisé en 20 sous-intervalles de 5 GeV pour disposer d'une statistique suffisante dans chacun d'eux. Nous n'avons ajusté que le seul paramètre $m_{\tilde{g}}$ dans cet exercice et avons donc obtenu des χ^2 avec 19 degrés de liberté. Les résultats sont contenus dans les deux figures suivantes. A basse luminosité, il y a un minimum du χ^2 qui est égal à 0 pour $m_{\tilde{g}} = -\mu$ =300 GeV, $tan\beta$ =2 et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$+20 GeV, alors qu'il n'y a pas pour $m_{\tilde{q}} = 2 \times m_{\tilde{g}}$ tous paramètres égaux par ailleurs. Cela montre que cette méthode est également sensible à la relation liant $m_{\tilde{q}}$ à $m_{\tilde{g}}$. Cela paraît un peu paradoxal quand on sait que sur l'intervalle 200$\leq$ $m_{\tilde{g}}$ $\leq$600 GeV faire varier le rapport $\frac{m_{\tilde{q}}}{m_{\tilde{g}}}$ entre 1 et 2 entraîne une variation de $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ de moins de 6%. En fait la sensibilité du χ^2 par rapport à $m_{\tilde{q}}$ s'explique par le fait que le rapport $\frac{m_{\tilde{q}}}{m_{\tilde{g}}}$ influe non seulement sur les sections efficaces et les taux d'embranchement leptoniques mais aussi sur l'efficacité du signal et sur les taux de réjection des bruits de fond. Il peut donc modifier sensiblement les spectres de masses invariantes et c'est du reste ce que nous observons en comparant les figures 5.7-11 aux figures 5.12-16. On pourra donc ajouter $m_{\tilde{q}}$ dans l'équation (5.11) au nombre des variables à ajuster en minimisant le χ^2. D'après le sous-paragraphe 5.2.2 et les résultats de la méthode générale (cf 5.3.1), on peut s'attendre à ce que la méthode du χ^2 donne un minimum assez net pour $m_{\tilde{g}}$, mais qu'elle ne fournisse que des zones préférées sans nécessairement déterminer de minima très précis pour μ, $tan\beta$ ou $m_{\tilde{q}}$.

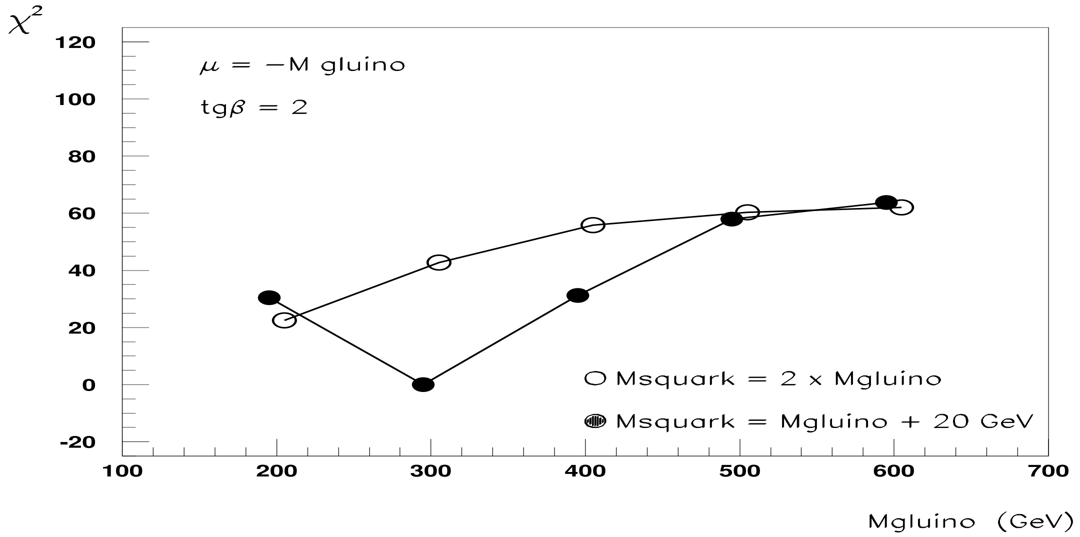


Figure 5.33: χ^2 en fonction de $m_{\tilde{g}}$ pour $\int \mathcal{L}dt = 10^4 pb^{-1}$. Le point $m_{\tilde{g}} = -\mu$ =300 GeV, $m_{\tilde{q}}$ =320 GeV, $tan\beta$ =2 est comparé à d'autres points de l'espace des paramètres.

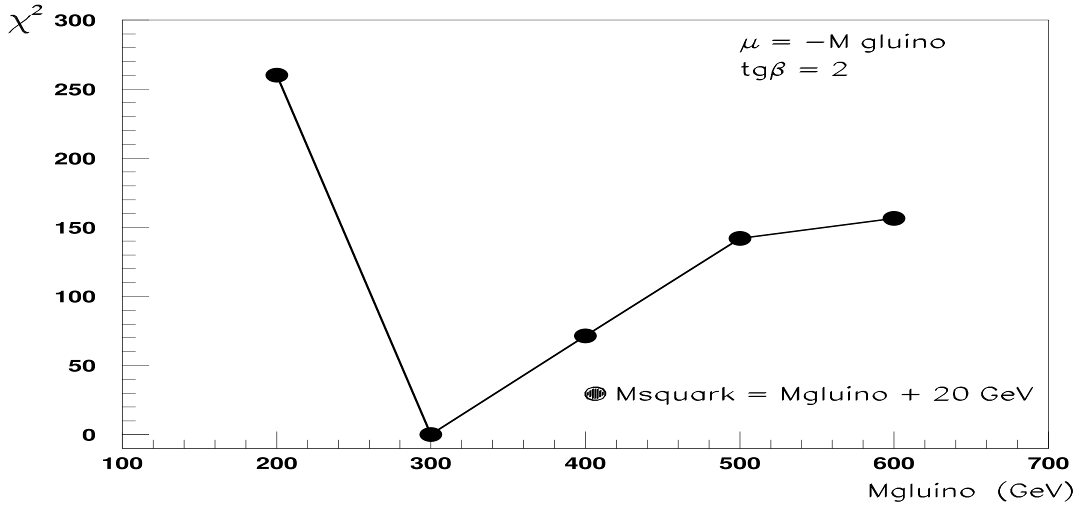


Figure 5.34: Analogue à la figure 5.33 pour $\int \mathcal{L}dt = 10^5 pb^{-1}$.

5.4 Autres méthodes de détermination de $m_{\tilde{g}}$

5.4.1 Enjeu dans la mesure de $m_{\tilde{g}}$

Il semble d'ores et déjà admis que si la SUSY à basse énergie existe elle sera rapidement mise en évidence au LHC. En effet, elle double le spectre du MS et offre de nombreuses signatures indépendantes de désintégration de sparticules. Quelques unes de ces signatures, prises individuellement, permettraient d'affirmer la découverte d'une physique "extra-standard" et une étude globale de l'existence simultanée et de corrélation entre tous les canaux extra-standards devrait permettre de les imputer à la SUSY. Donc la découverte de la SUSY au LHC ne devrait pas être un problème insurmontable. Par contre, la mesure des masses des sparticules et des paramètres du modéle supersymétrique sous-jacent constitue, elle, un véritable challenge pour un collisionneur hadronique. En particulier, la mesure de $m_{\tilde{g}}$, que l'on peut considérer comme le principal paramètre du MSSM et du modèle minimal de SUGRA, sera, en cas de découverte de la SUSY, un des enjeux majeurs des recherches au LHC.

5.4.2 Résultats des autres méthodes de détermination de $m_{\tilde{g}}$

• Dans la référence [6] H. Baer et al. proposent de sélectionner des événements $\tilde{g}\tilde{\chi}_1^0$ dans la production de paires $\tilde{g}\tilde{g}$. Ainsi, on peut reconstruire plus facilement les deux hémisphères et donc déterminer leur masse invariante donc le maximum est un estimateur de $m_{\tilde{g}}$. Il semble atteindre une précision relative $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}}$ $\approx$30 %. Les inconvénients de cette méthode sont d'une part qu'elle est limitée à des $m_{\tilde{g}}$ $\leq$350 GeV et d'autre part que la précision est estimée à partir d'une simulation au niveau des partons.

• La référence [7] atteint un $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}}$ =15 % en utilisant le signal de dileptons de même signe, mais ce résultat est basé sur une simulation dans lequel le mécanisme de production des paires $\tilde{q}\tilde{g}$ et $\tilde{q}\tilde{q}$ est négligé et où il n'y a ni désintégration en cascade, ni radiation de gluon. Donc ce résultat semble très optimiste.

• La référence [8] se base sur le canal $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow$ n jets + p_T^{miss}: après réduction du bruit de fond par les coupures, on sépare les hémisphères, on calcule leur masse invariante donc la valeur maximale permet d'estimer $m_{\tilde{g}}$. Les auteurs fournissent la méthode la plus fiable que nous ayons trouvé dans la littérature puisqu'elle inclut les désintégrations en cascade, l'émission de gluons et les résolutions des détecteurs. Elle donne un $\Delta m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{g}}$ =15-25 % après quelques années de prise de données au LHC pour un $m_{\tilde{g}}$ $\leq$700-800 GeV, mais les auteurs se demandent [8] si elle peut survivre à la simulation détaillée d'un détecteur.

Comme on le voit, la mesure de $m_{\tilde{g}}$ auprès d'un collisionneur hadronique est un problème complexe et les résultats présentés en 5.3.1 pourraient faire de notre méthode la mesure (indirecte) la plus précise pour un $m_{\tilde{g}}$ $\leq$500 GeV. En tout état de cause, étant donné la difficulté de cette mesure, il est très utile de développer des méthodes qui seront d'autant plus complémentaires qu'elles seront nombreuses et indépendantes.

5.5 Application au spectre de masse des charginos et des neutralinos

Maintenant que nous disposons d'une évaluation de $m_{\tilde{g}}$, on peut l'introduire dans la paramétrisation de G-H pour évaluer les masses de tous les charginos et neutralinos. Nous sommes toujours confrontés à l'ignorance des valeurs de μ et $tan\beta$, mais nous appliquerons la méthode d'encadrement développée pour l'évaluation de $m_{\tilde{g}}$. Voici les résulats obtenus pour la reconstitution des masses des charginos et des neutralinos correspondant aux deux exemples précédents (cf 5.3.1):

- Exemple 1, nous avions au départ

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} = 400GeV, \\ (m_{\tilde{q}} = 420GeV), \\ \mu = -300GeV, \\ tan\beta = 20. \end{cases}$$

$(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0})_{th.}$ =50.249 GeV, $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$ =51.749 GeV. La masse de gluino reconstruite était de 394 GeV et les valeurs théoriques des masses des charginos et des neutralinos correspondantes sont:

$$\begin{cases} m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 104.842 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 322.551 \text{ GeV}, \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} m_{\tilde{\chi}_1^0} = 54.500 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{\chi}_2^0} = 104.749 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{\chi}_3^0} = 311.379 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{\chi}_4^0} = 317.784 \text{ GeV}. \end{cases}$$

En utilisant la masse reconstruite du gluino et la compensation pour μ et $tan\beta$, on trouve:

$$\begin{cases} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm} >= 98.611 \text{ GeV}, \\ < m_{\tilde{\chi}_2^\pm} >= 417.232 \text{ GeV}, \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} < m_{\tilde{\chi}_1^0} >= 50.679 \text{ GeV}, \\ < m_{\tilde{\chi}_2^0} >= 98.635 \text{ GeV}, \\ < m_{\tilde{\chi}_3^0} >= 404.578 \text{ GeV}, \\ < m_{\tilde{\chi}_4^0} >= 415.673 \text{ GeV}. \end{cases}$$

Cela correspond à des précisions relatives de:

$$\begin{cases} \Delta m_{\tilde{\chi}_1^\pm}/m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx 5.9\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_2^\pm}/m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \approx 29.4\%, \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \Delta m_{\tilde{\chi}_1^0}/m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 7.0\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_2^0}/m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx 5.8\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_3^0}/m_{\tilde{\chi}_3^0} \approx 29.9\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_4^0}/m_{\tilde{\chi}_4^0} \approx 30.8\%. \end{cases}$$

- Exemple 2, nous avions au départ

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} = 500 \text{ GeV}, \\ (m_{\tilde{q}} = 1000 \text{ GeV}), \\ \mu = -500GeV, \\ tan\beta = 20. \end{cases}$$

$(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0})_{th.}$ =64.501 GeV, $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$ =66.001 GeV. La masse de gluino reconstruite était de 514.75 GeV et les valeurs théoriques des masses des charginos et des neutralinos correspondantes sont:

$$\begin{cases} m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 130.391 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 513.195 \text{ GeV}, \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} m_{\tilde{\chi}_1^0} = 65.866 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{\chi}_2^0} = 130.367 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{\chi}_3^0} = 507.377 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{\chi}_4^0} = 509.690 \text{ GeV}. \end{cases}$$

En utilisant la masse reconstruite du gluino et la compensation pour μ et $tan\beta$, on trouve:

$$\begin{cases} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm} >= 128.526 \text{ GeV}, \\ < m_{\tilde{\chi}_2^\pm} >= 418.144 \text{ GeV}, \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} < m_{\tilde{\chi}_1^0} >= 66.201 \text{ GeV}, \\ < m_{\tilde{\chi}_2^0} >= 128.559 \text{ GeV}, \\ < m_{\tilde{\chi}_3^0} >= 406.602 \text{ GeV}, \\ < m_{\tilde{\chi}_4^0} >= 416.361 \text{ GeV}. \end{cases}$$

Cela correspond à des précisions relatives de:

$$\begin{cases} \Delta m_{\tilde{\chi}_1^\pm}/m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx 1.4\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_2^\pm}/m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \approx 18.5\%, \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \Delta m_{\tilde{\chi}_1^0}/m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 0.5\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_2^0}/m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx 1.4\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_3^0}/m_{\tilde{\chi}_3^0} \approx 19.9\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_4^0}/m_{\tilde{\chi}_4^0} \approx 18.3\%. \end{cases}$$

Les différents essais numériques que nous avons effectué donnent typiquement les résultats suivants:

- si $m_{\ell^+\ell^-}^{max}$ reproduit $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0})_{th.}$ à 1 GeV près alors

$$\begin{cases} \Delta m_{\tilde{\chi}_1^\pm}/m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq 10\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_2^\pm}/m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \leq 20\%, \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \Delta m_{\tilde{\chi}_1^0}/m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 50\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_2^0}/m_{\tilde{\chi}_2^0} \leq 25\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_3^0}/m_{\tilde{\chi}_3^0} \leq 20\%, \\ \Delta m_{\tilde{\chi}_4^0}/m_{\tilde{\chi}_4^0} \leq 20\%. \end{cases}$$

Références

[1] M. Guchait, Z. Phys. C57 (1993)157-163

[2] J. Gunion et H. Haber, Phys. Rev. D37 (1988)2515-2532

[3] H. Baer et al., FSU-HEP-940310, UH-511-786- 94, HEP-PH-9404212

[4] V. Klyukhin, A. Neushkin et A. Sokolov, Atlas Internal Note PHYS-No-30 (1993)

[5] A. Bartl et al., Phys. Rev. D40 (1989) 1594-1605

[6] H. Baer, D. Karatas et X. Tata, Phys. Rev. D42 (1990) 2259

[7] R. Barnett, J. Gunion et H. Haber, Phys. Lett. B315 (1993) 349

[8] C.-H. Chen, Ph.D. thesis Florida State University,
FSU-HEP-950720 (1995).

Conclusions et perspectives

1. Conclusions.

1.1 La recherche des charginos et des neutralinos.

• La première conclusion que nous pouvons tirer de cette étude est la confirmation de la faisabilité de la recherche des paires $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ dans le canal trilepton à basse ou à haute luminosité (respectivement $10^{33}cm^{-2}s^{-1}$ et $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$) au LHC.

• Il est possible de mettre en évidence un excès d'événements dans ce canal par rapport aux prédictions du MS après un an de prise de données au LHC dans les différentes configurations suivantes:

$$\begin{cases} \text{à haute énergie et à basse luminosité, i.e. pour } \sqrt{\mathrm{s}} = 14 \text{ TeV et } \int \mathcal{L}\mathrm{dt} = 10^4\mathrm{pb}^{-1}, \\ \text{à basse énergie et à basse luminosité, i.e. pour } \sqrt{\mathrm{s}} = 9.3 \text{ TeV et } \int \mathcal{L}\mathrm{dt} = 10^4\mathrm{pb}^{-1}, \\ \text{à haute énergie et à haute luminosité, i.e. pour } \sqrt{\mathrm{s}} = 14 \text{ TeV et } \int \mathcal{L}\mathrm{dt} = 10^5\mathrm{pb}^{-1}. \end{cases}$$

Cette mise en évidence dépend des paramètres du MSSM et n'est possible à 5σ, avec ces luminosités intégrées, que pour:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} < 600 \text{ GeV si } \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{q}}} = \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{g}}} + 20\mathrm{GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \leq 400 \text{ GeV si } \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{q}}} = 2 \times \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{g}}}, \\ \text{à haute énergie et à basse luminosité.} \end{cases}$$

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} < 600 \text{ GeV si } \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{q}}} = \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{g}}} + 20\mathrm{GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \leq 300 \text{ GeV si } \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{q}}} = 2 \times \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{g}}} \\ \text{à basse énergie et à basse luminosité.} \end{cases}$$

L'influence de la masse du top sur ces résultats est très limitée (cf Fig. 4.32 par exemple).

• Il est possible d'extraire, le processus particulier $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3\ell$+X de cet excès de trilepton pour:

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} < 600 \text{ GeV si } \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{q}}} = \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{g}}} + 20\mathrm{GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \leq 400 \text{ GeV si } \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{q}}} = 2 \times \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{g}}}, \\ \text{à haute énergie et à basse luminosité.} \end{cases}$$

$$\begin{cases} m_{\tilde{g}} \leq 600 \text{ GeV si } \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{q}}} = \mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{g}}} + 20\mathrm{GeV}, \\ \text{à haute énergie et à haute luminosité.} \end{cases}$$

• Il est nécessaire d'effectuer une étude complète des incertitudes systématiques qui entachent ces prédictions. En effet, celle-ci peuvent être importantes et donc modifier sensiblement le domaine de l'espace des paramètres accessible avec le signal trilepton. Cette étude est à un stade très préliminaire et il faudrait un effort conséquent sur le plan théorique et expérimental pour en tirer des résultats pleinement exploitables. L'effort théorique principal porterait sur l'évaluation des corrections radiatives (essentiellement de QCD) aux sections efficaces et aux taux d'embranchement leptoniques en fonction des paramètres du modéle. Sur le plan expérimental, il s'agirait essentiellement de déterminer, par simulation détaillée du détecteur ATLAS, l'efficacité des coupures, les efficacités d'identification des leptons et les efficacités de déclenchement.

• Enfin, avec la nouvelle méthode que nous proposons, il est possible grâce à une mesure expérimentale unique de reconstruire l'ensemble du spectre de masse des jauginos du MSSM de manière indirecte mais avec une bonne précision relative. C'est un résultat assez inattendu dans cette analyse mais c'est probablement le plus important.

2. Perspectives.

D'ici à la mise en service du LHC, prévue en 2005, la recherche de la SUSY dans ses versions minimales (MSSM et modèle minimal de SUGRA), se fera principalement au LEP II du CERN et au TEVATRON du FERMILAB.

2.1 Les recherches au LEP II.

L'objectif principal de la recherche au LEP II est certainement la découverte du (ou des) higgs ou son (leur) exclusion pour une masse inférieure à environ 90 GeV [1].

En cas de découverte de cette particule, il serait vraisemblablement impossible de discerner entre le boson de Higgs du MS: H^0_{MS} et le plus léger des bosons de Higgs du MSSM: h^0_{MSSM}. Mais, ce serait une avancée très importante qui prouverait l'existence d'un scalaire élémentaire. Ceci aurait pour conséquence d'infirmer les modèles de Technicouleur ou de BESS mais ne serait pas une preuve de l'existence de la SUSY. Ce serait néanmoins une indication en ce sens car le seul moyen connu actuellement pour résoudre les problèmes des corrections radiatives à la masse d'un scalaire élémentaire est la SUSY.

Si la quête du higgs au LEP II s'avérait infructueuse, nous saurions seulement que sa masse est supérieure à 90 GeV, mais cela n'infirmerait pas son existence. En effet, dans le MS sa masse n'est limitée qu'à au plus 1 TeV. Dans le MSSM, $m_h \leq 140 \sim 145$ GeV. Dans ces conditions, il faudrait attendre le démarrage du LHC pour que survienne une découverte ou une infirmation.

Les sparticules légères peuvent également être recherchées au LEP II où les recherches se concentreront surtout sur les charginos et neutralinos légers ($\tilde{\chi}_1^0$,$\tilde{\chi}_1^\pm$,$\tilde{\chi}_2^0$) et sur les sleptons. D'ailleurs, les prises de données très récentes au LEP 1.5 ($\sqrt{s}$ =130 et 136 GeV) ont permis d'améliorer les limites données par le LEP I. En effet, moyennant quelques hypothèses [2], on a actuellement à 95% de degré de confiance: $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ >65 GeV, $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ >69 GeV et $m_{\tilde{e}}$ >53 GeV.

En cas de découverte d'un de ces sparticules, ce serait une preuve directe de l'existence de la SUSY. En particulier, si l'on découvrait le $\tilde{\chi}_2^0$ (ou le $\tilde{\chi}_1^\pm$), il serait possible, grâce à la méthode proposée au chapitre 5, d'estimer la masse du gluino sans pour autant mettre en évidence directement l'existence de cette sparticule. Il faudrait, pour ce faire, mesurer la quantité $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ à partir de la masse invariante de dileptons ou de dijets (respectivement $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ à partir de la masse invariante de dijets) puis la relier au triplet $(m_{\tilde{g}}, \mu, tan\beta)$ par l'intermédiaire d'une paramétrisation. Il serait de surcroît possible de reconstruire de manière approchée l'ensemble du spectre de masse des jauginos du MSSM en ayant découvert que les plus légers d'entre eux.

Au cas où ces sparticules resteraient hors de portée du LEP II, on s'attend à exclure un $\tilde{\chi}_1^\pm$ et un $\tilde{\chi}_2^0$ de moins de 87 $\sim$ 95 GeV et des sleptons de moins de 82 GeV [3].

2.2 Les recherches au TEVATRON.

La recherche de la SUSY au TEVATRON concerne essentiellement la recherche des gluinos et des squarks dans le canal n jets + m leptons + p_T^{miss}. L'analyse des dernières données du "RUN I-B" [4] devrait apporter une légère amélioration des limites actuelles sur $m_{\tilde{g}}$ et $m_{\tilde{q}}$. Mais c'est surtout du "RUN II" avec le Main Injector [5] à $\sqrt{s}$ =2 TeV, pouvant collecter une luminosité intégrée de $1fb^{-1}$ par an et par expérience, que l'on attend un progrès important. En effet, il sera alors possible de rechercher ces sparticules jusqu'à des masses de 425 $\sim$ 440 GeV. Comme nous l'avons déjà mentionné la recherche des charginos et des neutralinos dans le canal trilepton est également étudié. Avec le "Main Injector" on devrait pouvoir atteindre $m_{\tilde{g}}$ =500 GeV dans ce canal mais avec la sévère limitation: $m_{\tilde{q}}$ <150 GeV [5] sauf pour des petites valeurs de $tan\beta$ et un μ est négatif. Si on découvrait ces particules dans ce canal, la méthode d'évaluation de la masse du gluino pourrait être appliquée telle qu'elle est décrite au chapitre 5. Là encore, on pourrait avoir une estimation de $m_{\tilde{g}}$ ainsi que des $\tilde{\chi}_i^\pm$ et $\tilde{\chi}_j^0$ à partir de la seule découverte des paires $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$.

Il y a donc également un potentiel important de découverte de la SUSY au TEVATRON et s'il ne s'avérait pas fructueux, il faudrait continuer ces recherches au LHC.

2.3 Le LHC: test ultime de la SUSY.

Au cas où aucune sparticule ne serait découverte au LEP II, au TEVATRON , voire à HERA (pour les canaux violant la conservation de la R-parité), le LHC serait le test ultime de la SUSY à basse énergie. En effet, la résolution du problème de la hiérarchie impose que les sparticules aient une masse moyenne inférieure au TeV. Dans ces conditions soit la SUSY serait découverte au LHC, soit l'argument principal en faveur de la SUSY à basse énergie disparaitrait et probablement la classe des modèles supersymétriques avec lui. En effet, au LHC [6] on pourra rechercher notamment les gluinos et les squarks jusqu'à environ 1.3 TeV, les $\tilde{\chi}^{\pm}_1$ et les $\tilde{\chi}^0_2$ jusqu'à 180 $\sim$ 190 GeV,... et probablement effectuer à l'issue de cette expérience une couverture complète de l'espace des paramètres grâce à l'analyse de tous les canaux exploitables du modèle étudié.

Références

[1] J.-E. Augustin,"Physics at LEP 200", CERN-PPE/94-81

[2] ALEPH Collaboration, "Search for supersymmetric particles in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies of 130 and 136 GeV", CERN-PPE/96-10 (1996)

[3] G. Anderson et D. Castano, "Challenging weak scale supersymmetry at colliders", MIT-CTP-2464 (1995)

[4] S. Abachi et al., D0 Collaboration, "Search for Squarks and Gluinos in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$ =1.8 TeV", Phys.Rev.Lett.75 (1995)618-623

[5] H. Baer et al., "Supersymmetry reach of Tevatron upgrades: A comparative study", FSU-HEP-9604415, UCD-96-11, UH-511-847-96 (1996)

[6] ATLAS Collaboration, "ATLAS Technical Proposal", CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2, (1994).