



**HAL**  
open science

# Recherche de particules supersymétriques dans le canal jets et énergie manquante auprès du détecteur ATLAS

F. Niedercorn

► **To cite this version:**

F. Niedercorn. Recherche de particules supersymétriques dans le canal jets et énergie manquante auprès du détecteur ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT: . tel-00640136

**HAL Id: tel-00640136**

**<https://theses.hal.science/tel-00640136>**

Submitted on 10 Nov 2011

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

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

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

N° attribué par la bibliothèque  
LAL 11-217

## **THÈSE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité : **Physique des Particules**

préparée au laboratoire **Laboratoire de L'accélérateur Linéaire**

dans le cadre de l'École Doctorale "**Particules, Noyaux et Cosmos**" ED 517

présentée et soutenue  
par

**François NIEDERCORN**

le 28 septembre 2011

Titre:

**Recherche de particules supersymétriques dans le canal jets et énergie manquante  
auprès du détecteur ATLAS**

Directeur de thèse: **L. Dufлот**

Jury

M. A. Stocchi,	Président du jury
M. P. Verdier,	Rapporteur
M. P. Bloch,	Rapporteur
M. B. Trocmé,	Examineur
M. G. Calderini,	Examineur
M. L. Dufлот,	Directeur de thèse

---

# Table des matières

Table des matières . . . . .	iii
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Supersymétrie ; phénoménologie et contraintes expérimentales</b>	<b>3</b>
1.1 La Supersymétrie . . . . .	3
1.2 Phénoménologie de la supersymétrie . . . . .	5
1.2.1 Désintégration . . . . .	5
1.2.2 Production . . . . .	6
1.3 Contraintes expérimentales . . . . .	7
1.3.1 Recherches directes . . . . .	7
1.3.2 Contraintes indirectes . . . . .	12
1.4 Le canal recherché dans cette thèse . . . . .	15
<b>2 Le LHC et le détecteur ATLAS</b>	<b>19</b>
2.1 Le LHC . . . . .	19
2.2 Prises de données . . . . .	19
2.3 Le détecteur ATLAS . . . . .	20
2.3.1 Système de coordonnées . . . . .	20
2.3.2 Tracking . . . . .	20
2.3.3 Calorimétrie . . . . .	25
2.3.4 Spectromètre à muons . . . . .	26
2.3.5 Système de déclenchement . . . . .	26
2.4 Monte-Carlo et environnement logiciel . . . . .	27
2.4.1 Génération . . . . .	27
2.4.2 Simulation . . . . .	28
2.4.3 Reconstruction . . . . .	28
2.4.4 Analyse . . . . .	29
<b>3 Calorimétrie, jets, MET, the universe, everything.</b>	<b>31</b>
3.1 La Calorimétrie Argon-Liquide . . . . .	31
3.1.1 Reconstruction de l'énergie dans les calorimètres EM LArg . . . . .	33
3.1.2 Performances . . . . .	36
3.2 Le Facteur de Qualité . . . . .	40
3.2.1 Définition et contenu . . . . .	40
3.2.2 Dépendance en fonction de l'énergie reconstruite . . . . .	40
3.2.3 Utilisation du facteur de qualité sur les données cosmiques . . . . .	42
3.3 Étude des données de collisions . . . . .	58
3.3.1 Généralités . . . . .	58
3.3.2 Améliorations du facteur de qualité . . . . .	61
3.4 Qualité des données . . . . .	64



3.4.1	Généralités . . . . .	64
3.4.2	Zoologie . . . . .	64
3.4.3	Data Quality . . . . .	65
3.5	Jet/Etmiss . . . . .	66
3.5.1	Reconstruction des jets . . . . .	66
3.5.2	Calibration et résolution des jets . . . . .	68
3.5.3	Efficacité de la reconstruction . . . . .	69
3.5.4	Qualité des jets . . . . .	69
3.5.5	$E_T^{\text{miss}}$ . . . . .	71
3.6	Conclusion . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Recherche de supersymétrie</b>	<b>79</b>
4.1	Reconstruction et sélection des objets et des événements. . . . .	79
4.1.1	Coupsures générales de nettoyage au niveau des événements . . . . .	80
4.1.2	Système de déclenchement . . . . .	80
4.1.3	Sélection des événements . . . . .	81
4.2	Compréhension des différents fonds . . . . .	87
4.3	Incertitudes systématiques . . . . .	93
4.4	Résultats, interprétations et limites . . . . .	94
4.5	Mes contributions . . . . .	99
4.5.1	Transmetteurs optique défectueux (dead-OTX) . . . . .	99
4.5.2	LAr Hole . . . . .	99
4.5.3	Confirmation des jets par les traces . . . . .	100
4.5.4	Mesure du fond QCD . . . . .	100
4.5.5	Optimisation . . . . .	107
4.6	Conclusion . . . . .	112
<b>5</b>	<b>Mise à jour et perspectives</b>	<b>113</b>
5.1	Mise à jour de l'analyse 0-lepton . . . . .	113
5.2	Présentation des analyses 0-lepton de CMS . . . . .	113
5.3	Résultats de l'analyse 1-lepton dans ATLAS . . . . .	115
5.4	Résultats de l'analyse 0-lepton et b-jets dans ATLAS . . . . .	117
5.5	Perspectives . . . . .	117
5.5.1	Autres modèles supersymétriques . . . . .	117
5.5.2	Interprétation des résultats et perspectives . . . . .	118
	<b>Conclusion</b>	<b>123</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>125</b>

"It will be a hard life. One without reward. Without remorse. Without regret. A path will be placed before you. The choice is yours alone. Do what you think you cannot do. It will be a hard life. But in the end you will find out who you are."

---

*Star Wars, Episode 1*

# Introduction

Le XX<sup>ème</sup> siècle a été un siècle de révolutions scientifiques et techniques, notre compréhension du monde qui nous entoure s'est trouvée changée, bouleversée. Notre vision du monde subatomique en particulier a radicalement évolué avec l'essor d'une nouvelle branche de la Physique : la physique des particules.

Une nouvelle machine, le LHC (Large Hadron Collider), dont le démarrage vient à peine d'être effectué nous ouvrira peut-être une nouvelle fenêtre sur le monde subatomique. Le plus puissant accélérateur de particules conçu par l'homme va permettre d'accéder à des échelles d'énergie encore inexplorées. Un grand nombre de théories nouvelles vont y être étudiées, confrontées à la dure réalité expérimentale et sans doute rejetées pour la plupart d'entre elles. Les modèles en vigueur actuellement seront aussi poussés dans leurs derniers retranchements avec pour objectif de détecter toute déviation par rapport aux prédictions théoriques.

Le LHC au CERN près de Genève est le plus récent et le plus puissant outil de recherche en physique des particules. Il est conçu pour mettre en collision des faisceaux de protons avec une énergie dans le centre de masse nominale de 14 TeV et une luminosité sans précédent de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Il peut aussi collisionner des ions lourds (plomb) avec une énergie de 2.8 TeV par nucléon et une luminosité maximale de  $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Le LHC, installé dans l'ancien tunnel de 26.7km du LEP, est un accélérateur et collisionneur de hadrons utilisant une technologie à deux anneaux supraconducteurs. L'énergie maximale atteignable dans le centre de masse est de 14 TeV, dans ce manuscrit la majorité des données enregistrées l'ont été avec une énergie de 7 TeV.

Le but du LHC est de découvrir la physique au delà du Modèle Standard. Dans cette thèse, une recherche de signature issue d'une des théories de nouvelle physique, la supersymétrie, est effectuée. Dans un premier temps, une introduction à la phénoménologie de la supersymétrie est présentée. S'en suit une description du détecteur, des conditions expérimentales et de la procédure d'acquisition/reconstruction des données. Dans une troisième partie, les jets objets physique nécessaires à l'analyse sont présentés en détail. Enfin, dans la dernière partie l'analyse proprement dite est présentée, suivi de mes contributions à cette dernière.



To know a thing well, know its limits. Only when pushed beyond its tolerances will true nature be seen.

*Frank Herbert*

## Chapitre 1

# Supersymétrie ; phénoménologie et contraintes expérimentales

### 1.1 La Supersymétrie

Le but premier de ces trois années de thèse a été la recherche de particules supersymétriques. La motivation première de ce choix vient de la nature même de la supersymétrie [39]. En effet, cette théorie, apparue pour la première fois dans les années 1970 présente de nombreux avantages tant théoriques que phénoménologiques qui expliquent pourquoi elle suscite toujours l'intérêt malgré 40 années de non découverte.

La Supersymétrie (SUSY) prévoit l'existence de partenaires à toutes les particules du Modèle Standard (MS), gardant toutes leurs propriétés à l'exception du spin qui diffère d'une demi unité. Comme aucune particule présentant ces propriétés n'a été observée avec une masse identique à celle des particules du Modèle Standard (MS), SUSY est une symétrie brisée. Avec un choix approprié de termes de brisure de la SUSY, lui permettant une brisure dite "douce" et avec des masses pour les superpartenaires de l'ordre du TeV, les bonnes propriétés de SUSY sont conservées.

Les particules SUSY et MS se distinguent par un nombre quantique multiplicatif, la R-parité. La R-parité est une symétrie qui interdit les couplages entre bosons et fermions du Modèle Standard, elle est définie par :

$$P_R = (-1)^{2s+3B+L} \text{ avec le spin } S, B \text{ le nombre baryonique, } L \text{ le nombre leptonique.} \quad (1.1)$$

Les particules SUSY ont  $R=-1$  et les particules du Modèle Standard ont  $R=1$ . Si la R-parité est violée, l'échange de particules supersymétriques peut entraîner des effets de violation de saveur importants. Il est donc généralement supposé que la R-parité est préservée. En conséquence, les particules SUSY sont produites par paires et se désintègrent, généralement sous forme de cascade, en particules du Modèle Standard accompagnées de la particule supersymétrique la plus légère, en abrégé LSP, qui est stable. Des contraintes cosmologiques imposent que la LSP soit neutre et incolore. Cette dernière est aussi un des candidats possibles pour la matière noire. C'est à la fois un avantage et un inconvénient car les contraintes cosmologiques sur la matière noire posent des limites très fortes sur les modèles.

La supersymétrie a été une des premières théories qui a essayé de fournir un modèle quantique de la gravitation, en tentant de lier le graviton (boson de spin 2 porteur de l'interaction gravitationnelle) aux autres particules. L'ensemble des théories supersymétriques traitant de cet aspect est regroupé sous le terme de théorie supergravité. Les théories de supergravité possèdent une supersymétrie locale, c'est-à-dire qu'elles sont invariantes par une transformation de supersymétrie dont les paramètres dépendent de la position dans l'espace.

Il existe de nombreux modèles de supersymétrie, en effet l'introduction d'une nouvelle symétrie et surtout sa brisure entraîne l'apparition de nombreux paramètres libres dans le modèle. Le mod-

Modèle Standard	Supersymétrie
$B W^0 h^0 H^0$	$\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_4^0$
$W^+ H^+$	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_2^+$
$e^- \nu_e \mu^- \nu_\mu \nu_\tau$	$\tilde{e}_R^- \tilde{e}_L^- \tilde{\nu}_e \tilde{\mu}_R^- \tilde{\mu}_L^- \tilde{\nu}_\mu \tilde{\nu}_\tau$
$\tau^-$	$\tilde{\tau}_R^- \tilde{\tau}_L^-$
$u d s c$	$\tilde{u}_R \tilde{u}_L \tilde{d}_R \tilde{d}_L \tilde{s}_R \tilde{s}_L \tilde{c}_R \tilde{c}_L$
$b$	$\tilde{b}_R \tilde{b}_L$
$t$	$\tilde{t}_R \tilde{t}_L$

**TABLE 1.1** – Liste des particules du Modèle Standard et leurs partenaires supersymétriques

èle le plus général que l'on peut obtenir en n'ajoutant rien d'autre que la nouvelle symétrie reliant bosons et fermions est le MSSM (Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model, ou modèle supersymétrique minimal).

Le MSSM associe à toutes les particules du MS des partenaires dont le spin diffère d'une demie unité. Il y a, par exemple, deux états propres scalaires de quarks, associés aux états de chiralité gauche et droite d'une saveur de quark donnée. Par contre, il est nécessaire d'avoir deux doublets de Higgs, de façon à donner leur masse à la fois aux quarks de type up et à ceux de type down, dont les valeurs prédites dans le vide sont dénommées  $v_1$  et  $v_2$  et dont le ratio est appelé  $\tan\beta$ . Les états propres des partenaires SUSY des bosons W et des bosons de Higgs chargés se mélangent pour former les deux états propres de masse des charginos  $\tilde{\chi}_{1,2}^{+,-}$ , de même il y a quatre neutralinos associés aux partenaires du B,  $W^0$  et aux Higgs neutres :  $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ .

Les spécificités principales des différents modèles de SUSY apparaissent au travers du choix du mécanisme utilisé pour briser la symétrie, influant sur les termes de brisure douce. Il y a plus d'une centaine de ces termes dans le MSSM. Il est donc nécessaire de faire des hypothèses pour réduire de façon drastique ce nombre.

Les modèles les plus étudiés sont de loin ceux où la brisure est communiquée par les forces gravitationnelles. Dans le modèle minimal de supergravité (mSUGRA), le nombre de paramètres libres est réduit à cinq : une masse universelle de jaugino  $m_{1/2}$  (c'est la masse de tous les jauginos, partenaires supersymétriques des bosons de jauge du Modèle Standard, à l'échelle de la grande unification), une masse universelle de scalaire  $m_0$  (la masse des scalaires à l'échelle de la grande unification) et un couplage trilineaire universel  $A_0$ , tous définis à l'échelle de la grande unification (GUT),  $\tan\beta$  et le signe de  $\mu$  (terme de masse du secteur de Higgs). Les paramètres de basse énergie sont obtenus en utilisant les équations du groupe de renormalisation, qui fixent en particulier la valeur de  $\mu$  en imposant la brisure de symétrie électrofaible à une échelle appropriée. Dans la majeure partie de l'espace des paramètres de mSUGRA, la LSP se trouve être le neutralino le plus léger.

Les contraintes expérimentales actuelles suggèrent une masse de l'ordre de plusieurs dizaines voire centaines de GeV pour la particule supersymétrique la plus légère ce qui présente un intérêt phénoménologique. Si la particule la plus légère du spectre des particules supersymétriques a en plus la propriété d'être une particule n'interagissant que très faiblement avec la matière, à l'image du neutrino, avec un choix judicieux des paramètres de brisure et en imposant la conservation de la R-parité, elle serait un excellent candidat pour la matière noire, cette matière non baryonique qui constitue 23 % de la masse de l'univers, soit près de cinq fois plus que la matière que nous connaissons, mais qui n'a jamais été observée.

La supersymétrie à basse énergie est probablement la théorie au delà du Modèle Standard qui a été la plus étudiée. Elle offre une solution au problème de la hiérarchie des masses dans le Modèle

Standard. La masse de l'échelle électrofaible est très inférieures à la masse de Planck. On pourrait dire que c'est ainsi et mettre cette singularité de côté ; mais elle se rappelle à nous à travers les corrections quantiques à la masse du Higgs montrées en figure 1.1, elles sont quadratiquement divergentes en  $\Lambda^2$  où  $\Lambda$  représente l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le Modèle Standard est considéré comme valide. Si  $\Lambda$  est de l'ordre du TeV, la correction quantique est plus grande que la masse de l'échelle électrofaible, il faut effectuer un ajustement fin (fine-tuning) de cette dernière pour réussir à annuler les divergences quadratiques. Si le MS était valide jusqu'à des échelles de grande unification [30] [29] (de l'ordre de  $10^{16}$  GeV) le fine tuning est extrême et doit être ajusté à tous les ordres de la théorie des perturbations.

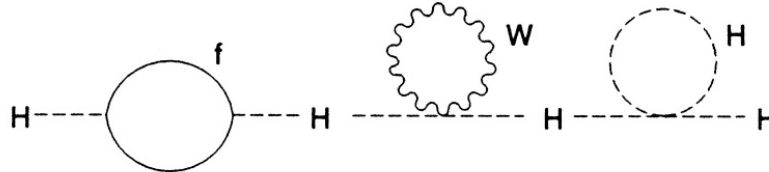


FIGURE 1.1 – Possibles grandes contributions à la masse du Higgs conduisant à des divergences quadratiques dans le Modèle Standard.

À l'inverse, en supersymétrie, les partenaires supersymétriques interviennent dans la boucle avec un signe opposé, ce qui a pour effet d'annuler la divergence quadratique. Dans l'hypothèse où tous les paramètres des superpartenaires (en dehors du spin) seraient identiques à ceux des particules connues, la divergence disparaîtrait totalement. Cette hypothèse ayant été exclue par l'absence de découvertes aux collisionneurs, une dépendance logarithmique subsiste. Ceci conduit à un fine tuning acceptable dans l'hypothèse de masses de partenaires supersymétriques de l'ordre du TeV.

Dans l'hypothèse où l'échelle de masse de la supersymétrie serait de l'ordre du TeV, on observe un running des constantes de couplages qui finissent par se croiser quasiment en un même point : ce qui suggère l'unification à grande énergie de l'interaction faible, de l'interaction forte et de l'électromagnétisme tout en étant en accord avec les mesures de précision électrofaibles.

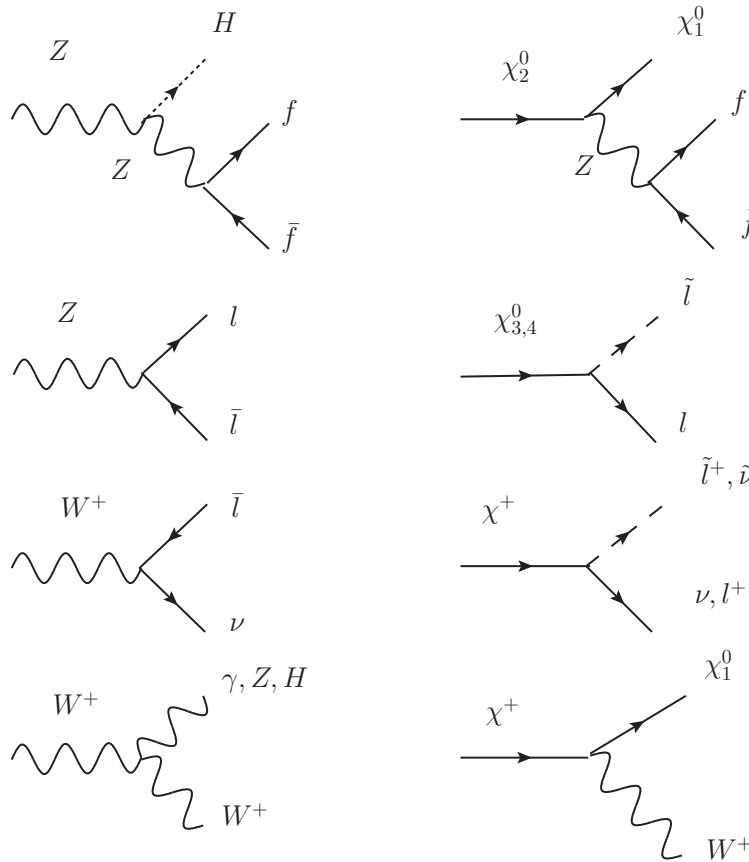
## 1.2 Phénoménologie de la supersymétrie

Comme les couplages des particules SUSY sont ceux de leurs partenaires du Modèle Standard (voir table de la section précédente) il est facile d'appréhender la phénoménologie à partir des diagrammes de Feynman du Modèle Standard. Ici on suppose une hiérarchie de masse typique de mSUGRA pour illustration.

### 1.2.1 Désintégration

On peut voir sur la figure 1.2 les processus de désintégration de quelques particules du Modèle Standard. La transposition aux partenaires supersymétriques de ces particules se fait de façon assez simple en se rapportant à la table 1.1 et en substituant deux partenaires supersymétriques du fait de la R-parité. Dans le premier exemple le boson  $Z^0$  est remplacé par un  $\tilde{\chi}_2^0$  et le Higgs par un  $\tilde{\chi}_1^0$ . De même, l'équivalent supersymétrique de la désintégration d'un  $Z^0$  en une paire de leptons correspond à la désintégration d'un neutralino en une paire lepton/slepton. Tous les processus ne sont pas représentés mais on peut aussi imaginer des processus de désintégration des sleptons :  $\tilde{l}^- \rightarrow l + \tilde{\chi}_1^0$  ou  $\tilde{l}^- \rightarrow \nu + \tilde{\chi}^+$ . Les bosons chargés comme les  $W^\pm$  ne sont pas en reste, le processus

de désintégration en lepton neutrino est équivalent à la désintégration d'un chargino en une paire slepton/neutrino ou sneutrino/lepton.



**FIGURE 1.2** – Diagrammes de Feynman avec boson électrofaible entrant dans le Modèle Standard (gauche) et diagrammes équivalents montrant les processus de désintégrations de jauginos (droite).

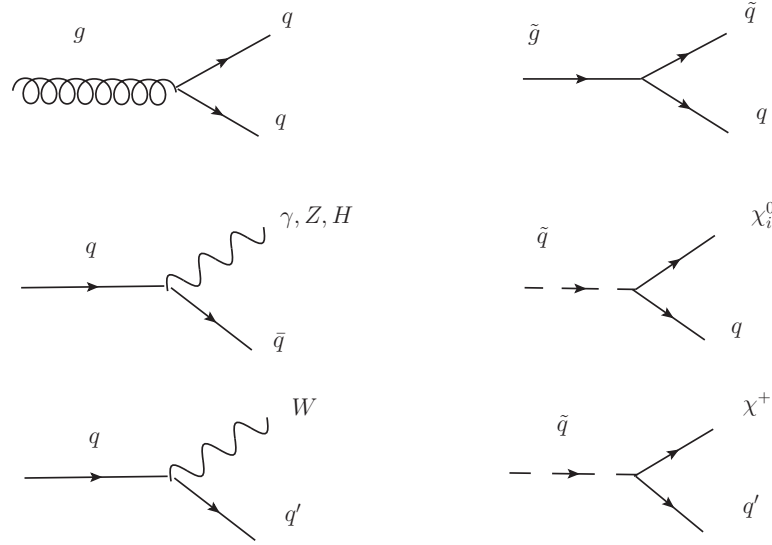
De même sur la figure 1.3 on peut voir quelques processus de désintégration de particules colorées, du Modèle Standard comme de leurs partenaires supersymétriques. L'équivalent supersymétrique du gluon "splitting" en une paire de quarks correspond au splitting d'un gluino en une paire squark/quark. Les phénomènes de diffusion d'un boson neutre ou chargé par un quark sont équivalents en supersymétrie à la diffusion d'un chargino ou d'un neutralino par un squark. On peut combiner ces diagrammes suivant les cas où la masse du gluino est plus élevée que celle du squark et inversement.

On peut ensuite combiner tous ces processus pour former des cascades de désintégration aboutissant toutes à la production de particules du Modèle Standard et de neutralino LSP. Ainsi on peut reproduire toutes les désintégrations pour un spectre de SUSY donné en faisant des analogies avec les processus du Modèle Standard.

### 1.2.2 Production

De même, on peut retrouver les processus de production des particules supersymétriques en faisant une analogie avec les particules du Modèle Standard.

La figure 1.4 montre les processus de production de particules du Modèle Standard et de leurs partenaires supersymétriques dans le cas d'un collisionneur électron/positron comme le LEP. Encore une fois les analogies sont relativement faciles. Au LEP, les sections efficaces de production



**FIGURE 1.3** – Processus avec une particule d’interaction forte entrante dans le Modèle Standard (gauche) et le processus possible de désintégration de son partenaire supersymétrique via le diagramme équivalent (droite).

de ces trois processus sont du même ordre de grandeur, il en va de même pour les états finaux impliquant des particules supersymétriques.

La figure 1.5 montre les processus de production dominants aux collisionneurs hadroniques tels que le Tevatron et le LHC. Les états finaux sont composés de paires de squarks, de gluinos ou de paires de squark et gluino. Suivant les cas où la masse du gluino est plus élevée que celle du squark et inversement, on peut obtenir après cascade des événements contenant 2, 3 ou 4 quarks et des neutralinos LSP. Le processus  $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_1^0$  est similaire au processus du Modèle Standard. De même,  $\tilde{g} \rightarrow qq + \tilde{\chi}_1^0$  est très semblable à son équivalent du Modèle Standard.

On peut ainsi reproduire l’ensemble de la chaîne de production et de désintégration des particules supersymétriques au LHC. Par exemple dans notre cas pour le cas des paires  $(\tilde{q}, \tilde{g})$ ,  $(\tilde{g}, \tilde{g})$  et  $(\tilde{q}, \tilde{q})$ .

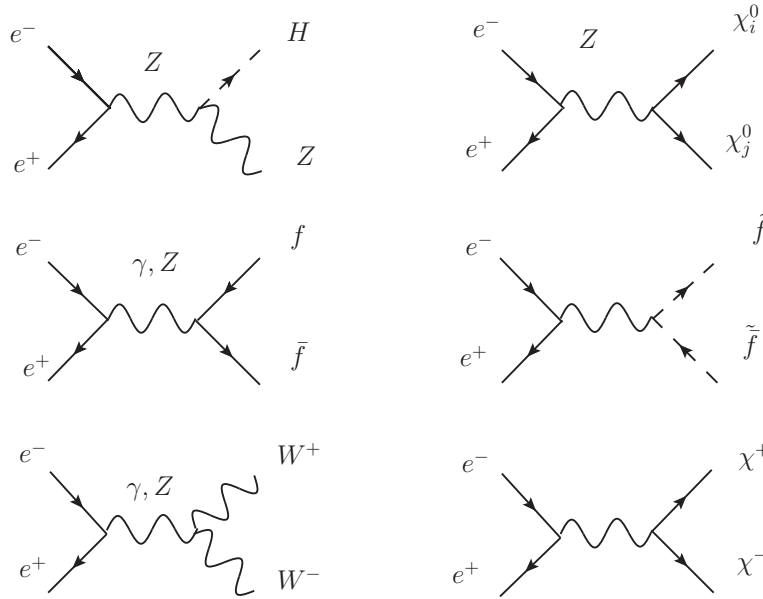
## 1.3 Contraintes expérimentales

### 1.3.1 Recherches directes

Les contraintes les plus significatives sur les particules supersymétriques ont été obtenues au LEP et au Tevatron. Le LEP, Large Electron Position collider, la machine qui a précédé le LHC au CERN, en opération de 1989 à 2000, a atteint une énergie de 209 GeV dans le centre de masse. Le Tevatron est un collisionneur  $p - \bar{p}$  situé au Fermilab avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV.

Au LEP, l’énergie dans le centre de masse est celle du processus de production, si bien qu’on peut connaître l’énergie des particules interagissant faiblement en faisant la différence entre l’énergie dans le centre de masse et l’énergie des particules détectées. Par contre, dans le cas des collisionneurs hadroniques, l’énergie dans le centre de masse du processus dur n’est pas connue, de plus une partie des particules impliquées dans la collision ne sont pas mesurées car émises dans la direction du tube faisceau, non instrumentée. Pour les particules interagissant faiblement, la seule information disponible sera un déséquilibre dans la somme des impulsions transverses, caractérisé par l’énergie transverse manquante.





**FIGURE 1.4** – Processus de production des particules du Modèle Standard au LEP (à gauche) et de leurs partenaires supersymétriques (à droite)

Dans le cadre de mSUGRA, les cascades supersymétriques se terminent par la production d'un neutralino LSP, neutre, relativement massif et interagissant faiblement.

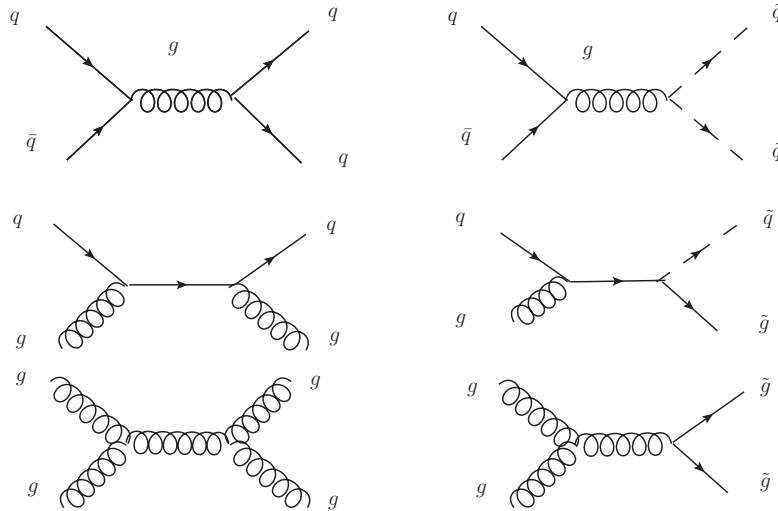
### 1.3.1.a LEP

Dans le cas du LEP [36], la majorité des particules SUSY et SM sont produites avec des sections efficaces similaires, via les processus électrofaibles détaillés précédemment. Le rapport signal sur bruit à la production n'est donc pas petit. De plus les processus de fond sont à priori bien connus et bien simulés. On s'attend donc à ce que, sauf configuration cinématique très particulière, toute particule supersymétrique susceptible d'être produite soit détectable. Les recherches se sont donc portées vers les particules détectables les plus légères, parmi lesquelles la NLSP (next to lightest supersymmetric particle) tient un rôle de choix. L'avantage de cette méthode est qu'elle est indépendante du modèle choisi (tant que la NLSP est détectable).

Pour les sleptons la recherche se fait via le canal de désintégration  $\tilde{l}^- \rightarrow l + \chi_1^0$  déjà vu précédemment. La production de particules se faisant par paires, on recherche essentiellement des paires de leptons identiques acoplanaires (qui ne sont pas émis dos à dos comme si c'était les seules particules de l'événement) du fait des neutralinos LSP produits dans la cascade. Le cas le plus simple est celui du smuon et du sélectron qui donnent deux muons ou deux électrons dans l'état final, le cas du tau est plus complexe car le tau se désintègre à son tour. On peut voir les limites d'exclusions posées par le LEP sur ces trois particules sur la figure 1.6. dans le cas où  $\mu = -200$  GeV et où  $\tan\beta = 1.5$ . En résumé les masses de slepton inférieures à 90-99 GeV (en fonction de la masse du neutralino LSP) sont exclues.

Tout comme pour le Modèle Standard, une limite sur la masse du sneutrino LSP ou NLSP de 45 GeV peut être déduite de la mesure de la largeur du Z pour les masses dégénérées des trois sneutrinos [45].

Pour les charginos et neutralinos, la différence de masse entre la particule et la LSP est un paramètre important de l'analyse. Les masses des charginos dépendent du paramètre M2 alors que les neutralinos dépendent aussi du paramètre M1. M1 et M2 sont les paramètres de brisure de SUSY pour les jauginos liés à U(1) et SU(2) à l'échelle électrofaible. Ils sont à priori indépendants



**FIGURE 1.5** – Processus de production des particules du Modèle Standard au Tevatron (à gauche) et de leurs partenaires supersymétriques (à droite)

dans le cadre du MSSM le plus générique. Cependant, en supposant l'unification de la masse des jauginos à la grande échelle, on trouve une relation entre ces deux paramètres :  $M1$  est environ égal à la moitié de  $M2$ . On distingue 3 régions suivant le rapport entre  $\mu$  et  $M2$ . On parle de région “jaugino” quand  $M2$  est petit par rapport à  $|\mu|$ , de région “higgsino” dans le cas contraire et de région de mélange quand les deux paramètres sont du même ordre.

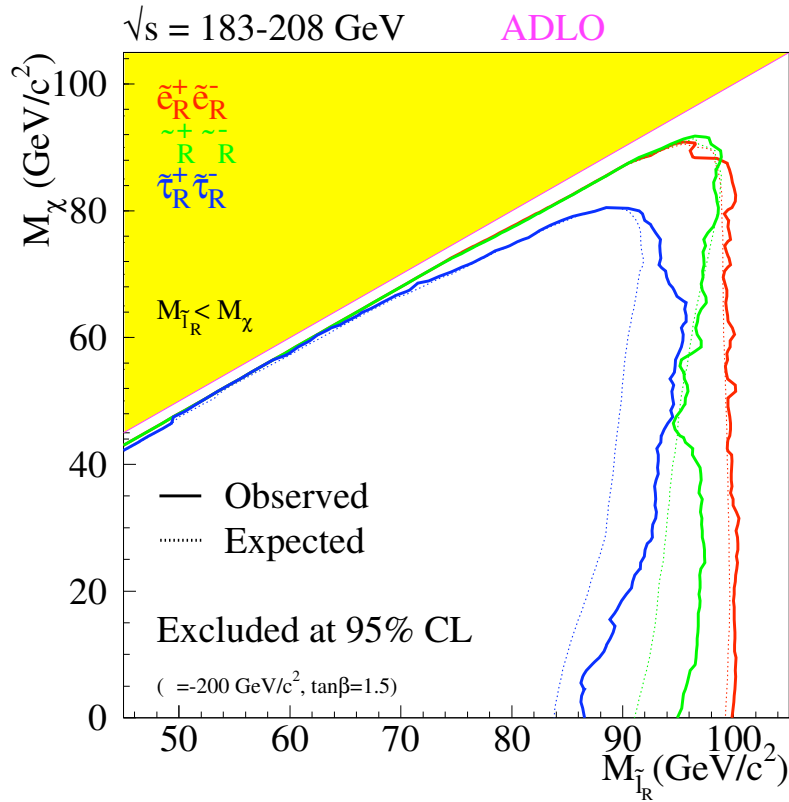
Dans la région jaugino, le chargino le plus léger et le neutralino NLSP ont des masses proches de  $M2$ , le neutralino LSP a une masse de l'ordre de  $M1$ , et les autres neutralinos et charginos ont des masses de l'ordre de  $\mu$ , ce qui est la configuration typique rencontrée dans mSUGRA. Dans la région higgsino, le chargino le plus léger et les deux neutralinos les plus légers ont des masses proches de  $\mu$ , si bien que l'écart entre la masse du neutralino le plus léger et celle du chargino le plus léger est petit. Une limite sur la masse du chargino le plus léger de 103 GeV est obtenue pour des masses de sneutrino supérieures à 200 GeV sauf pour des régions bien précises du plan  $(\mu, M2)$  comme celles de grand  $M2$  où d'autres effets s'ajoutent.

Les recherches de Higgs au LEP fournissent des contraintes supplémentaires à petit  $\tan\beta$ . La masse du boson de Higgs le plus léger dans le MSSM reçoit des corrections radiatives du fait de la différence de masse entre le top et le stop. La masse du stop dépend de  $m_0$  et de  $M2$ . Pour une valeur donnée de  $m_0$  et de  $\tan\beta$ , la limite inférieure que l'on peut attribuer à la masse du boson de Higgs se traduit par une limite sur  $M2$ . Ces contraintes sont utilisées pour les petites valeurs de  $m_0$  et de  $\tan\beta$ , région dans laquelle les contraintes données issues des charginos sont les plus faibles.

À  $\tan\beta$  fixée, la masse du neutralino est déterminée uniquement par les paramètres  $m_{1/2}$  (ici masse commune aux jauginos de U(1) et SU(2) à la grande échelle) et  $\mu$ . Dans ces conditions une exclusion dans le plan  $(m_{1/2}, \mu)$  combinant l'ensemble des recherches peut se traduire par une limite inférieure sur la masse de la LSP. Cependant les sections efficaces de production et les rapports d'embranchement dépendent de la masse des sfermions. Pour simplifier, les sleptons sont supposés avoir un terme de brisure unique  $m_0$  unique à la grande échelle, un scan sur  $m_0$  est effectué. La stratégie d'exclusion est donc la suivante :

Pour les grandes masses scalaires ( $m_0 > 500$  GeV), les sleptons ne peuvent pas être produits à LEP et la limite est donnée uniquement par les recherches de charginos et de neutralinos. La limite inférieure sur la masse de la LSP (39.6 GeV) est obtenue pour  $\tan\beta = 1$  dans la région mixte par la recherche des neutralinos (figure 1.7)

Pour les faibles masses scalaires, la recherche des sleptons peut aussi être combinée. Une lim-



**FIGURE 1.6** – Région du plan (masse du slepton, masse du neutralino LSP) exclue par les recherches de sleptons au LEP. Figure issue de la combinaison des recherches de Sleptons au LEP [34].

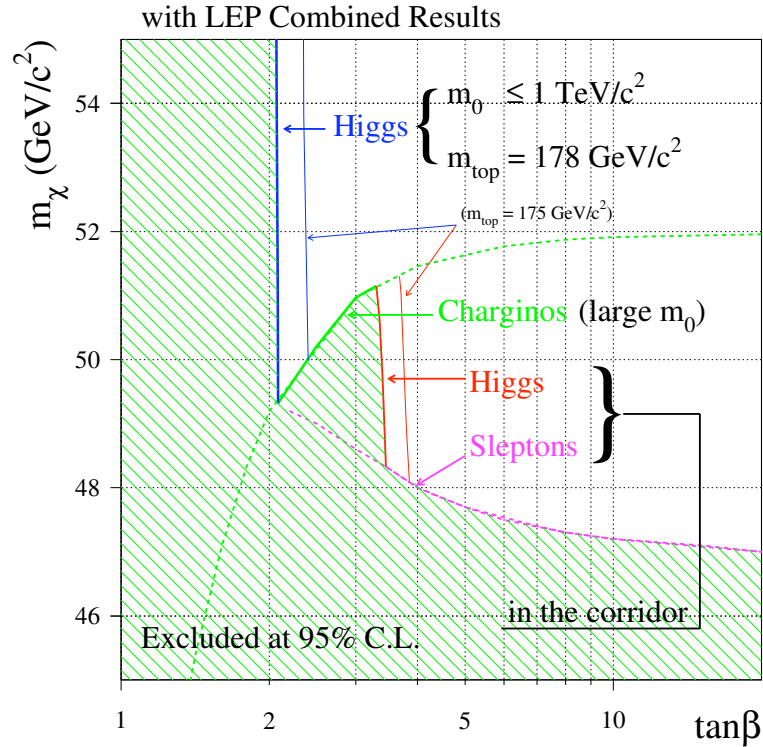
ite sur la masse du slepton, pour  $m_0$  et  $\tan\beta$  fixés, se traduit directement par une limite sur  $m_{1/2}$ . Cependant comme aucune analyse n'a été développée pour les désintégrations en cascade des sleptons l'exclusion n'est plus valide pour de faibles valeurs de  $\mu$ . Techniquement, les exclusions des recherches de charginos sont combinées avec celles des sleptons. L'ensemble des points non exclus ayant une masse de neutralino inférieure à la limite obtenue pour les grandes masses scalaires est analysé avec la recherche de neutralinos. Les résultats montrent que toute masse inférieure à la limite obtenue pour  $m_0 > 500$  GeV est aussi exclue pour  $m_0 < 500$  GeV et donc qu'une limite de 39.6 GeV est obtenue (figure 1.7).

Il est aussi possible d'inclure la recherche du Higgs qui, au premier ordre, est équivalente à une limite sur  $\tan\beta$ . Les faibles valeurs de  $\tan\beta$  étant exclues par la recherche du Higgs, la limite est de 43.6 GeV : elle est alors donnée par la recherche des sleptons à grand  $\tan\beta$  et  $\mu$  fortement négatif comme montré sur la figure 1.7. Des recherches de squarks et de gluinos ont aussi été effectuées à LEP, cependant, les résultats sont largement éclipsés par ceux du LEP dans le cadre de mSUGRA, si bien qu'ils ne sont pas présentés ici.

### 1.3.1.b TeVatron et LHC

Dans le cas des collisionneurs hadroniques, les particules supersymétriques produites majoritairement sont les squarks et les gluinos. L'interprétation des recherches ne peut se faire que dans le cadre d'un modèle bien spécifié car l'échelle de masse des particules joue un rôle important dans la chaîne de désintégration des squarks et des gluinos.

Comme montré sur la figure 1.5, la production de particules supersymétriques aux collisionneurs hadroniques se fait sous forme de paires de squarks, de gluinos ou de squark et gluino. Si



**FIGURE 1.7** – Limite inférieure à 95 % de limite de confiance sur la masse de la LSP en fonction de  $\tan\beta$  à LEP. La ligne en pointillés est obtenue par les exclusions de recherche de charginos pour  $m_0 > 500$  GeV. Pour  $\tan\beta$  proche de 1, la zone en vert montre l’apport de la combinaison des recherches de chargino et de neutralino. La limite absolue est donnée par les neutralinos à  $\tan\beta=1$  sans recherche de Higgs et par l’exclusion des sleptons à grand  $\tan\beta$  avec la recherche de Higgs. Figure issue de la combinaison des recherches de neutralino au LEP [33].

les squarks sont beaucoup plus légers que les gluinos, le premier diagramme produira (après désintégration des squarks selon le processus de la figure 1.3) deux quarks et des neutralinos LSP interagissant faiblement. Dans le cas contraire, si les gluinos sont plus légers que les squarks, une paire de gluinos sera produite, ces derniers vont se désintégrer comme montré sur la figure 1.3, donnant chacun deux quarks et un neutralino LSP. Ainsi l’état final sera composé de quatre quarks et des neutralinos LSP. Enfin si les masses des gluinos et des squarks sont du même ordre, c’est une production mixte qui prédominera comme montré sur le dernier diagramme de la figure 1.5. L’état final sera composé de trois quarks et d’énergie transverse manquante. Un autre type d’état final est possible, du fait de la possible désintégration d’un squark via le canal décrit par le dernier diagramme de la figure 1.3, qui en se référant à la figure 1.2, produira des leptons dans l’état final. Cependant ce genre de processus sort du cadre de l’analyse 0-lepton détaillée dans cette thèse et ne sera pas poussé plus avant.

Des recherches de charginos et neutralinos ont lieu aux collisionneurs hadroniques, malgré la section efficace de production beaucoup plus faible que pour les squarks et les gluinos. L’avantage de ce canal est son très faible bruit de fond. La paire de particules supersymétriques la plus majoritairement produite est  $\tilde{\chi}^+ \tilde{\chi}_2^0$ , qui selon la figure 1.3 peut se désintégrer en un ensemble de trois leptons et deux neutralinos LSP dans l’état final.

La figure 1.8, montre à la fois les résultats du LEP et du TeVatron sur le même histogramme.

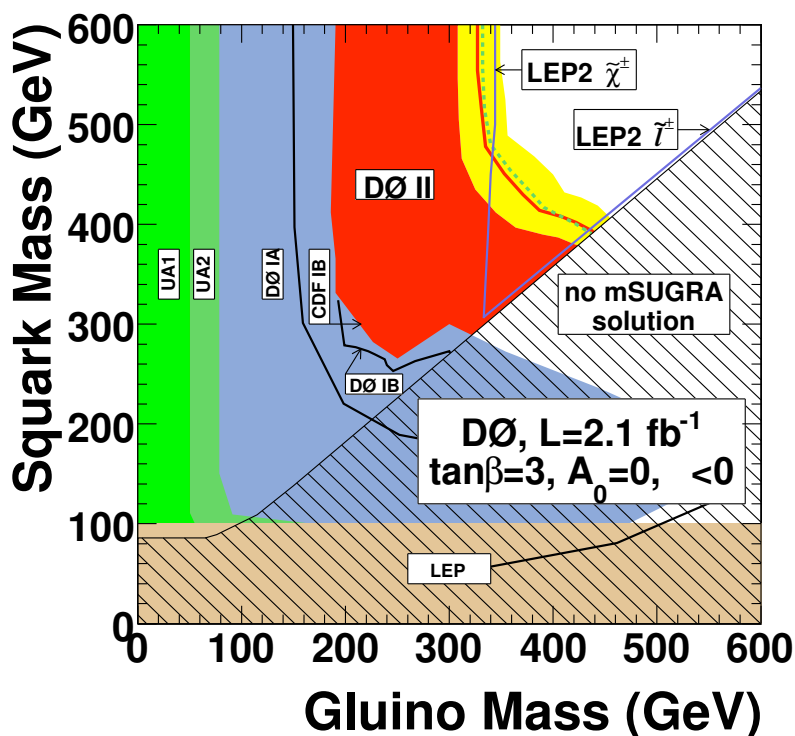


FIGURE 1.8 – Limite d’exclusion de l’expérience DØ au TeVatron dans le cadre de mSUGRA en fonction de la masse des squarks et des gluinos. Figure issue de [4].

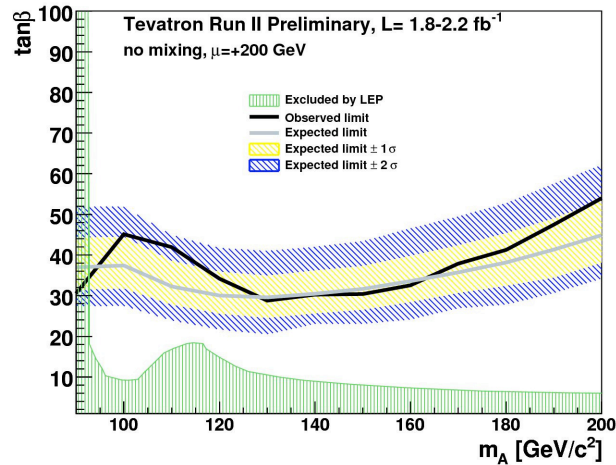
Les combinaisons sont faites en se plaçant dans le même modèle. On voit que le LEP a mis des limites sur la masse des sleptons et des charginos. La limite de masse atteinte par le TeVatron est plus large que celle de LEP mais le résultat doit être interprété dans le cadre de modèles spécifiques. Les derniers résultats du TeVatron donnent une limite basse sur la masse du squark de 379 GeV et 308 GeV sur le gluino, dans le cadre du modèle mSUGRA à petit  $\tan\beta$ .

De même que pour le LEP, les recherches de Higgs au TeVatron posent des contraintes sur les autres particules supersymétriques. On peut voir sur la figure 1.9 l’état de la recherche combinée du boson de Higgs supersymétrique le plus léger au TeVatron qui exclu essentiellement les régions à très grand  $\tan\beta$ .

### 1.3.2 Contraintes indirectes

Une contrainte très forte provient de l’expérience WMAP [32] sur la densité relique de matière noire : en injectant le candidat matière noire dans les modèles cosmologiques, la densité relique de  $\tilde{\chi}_1^0$  est bien souvent beaucoup trop grande. La densité relique ne reste acceptable que dans des régions spécifiques de l’espace des paramètres qui favorisent une “conspiration” des effets de masse et de couplage.

- Dans la région dite “Bulk” : la LSP serait un bino pur, l’annihilation des neutralinos s’effectuant majoritairement par un processus  $\tilde{\chi}\tilde{\chi} \rightarrow \ell\ell$ .
- À plus grand  $m_0$ , dans la région de “Coannihilation” la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  est quasiment égale à la masse du  $\tilde{\tau}$  (qui devient une co-LSP) et toutes les deux sont relativement faibles. À l’équilibre thermique, les densités de neutralino et de stau seraient similaires, ce qui ouvre la voie à la disparition du neutralino via coannihilation de  $\tilde{\chi}\tilde{\tau}$  en  $\tau\gamma$ .
- Dans la région dite “Focus point” (à grand  $m_0$ ) la LSP serait du type bino-higgsino. Un



**FIGURE 1.9** – Résultats de l’analyse  $D0$  au Tevatron sur la recherche de Higgs supersymétrique. Figure issue de [44].

contenu higgsino important favorise l’annihilation par couplage  $W,Z$ .

- Dans la région “funnel” à grand  $\tan\beta$  on a  $m_{H,A}$  égale à environ deux fois la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ , on a alors une annihilation par échange de  $H, A$  “résonant” en voie  $S$ .

On peut voir sur la figure 1.10 l’ensemble des régions de l’espace des paramètres. Suivant l’endroit où l’on se situe dans le plan de la figure le  $\tilde{\chi}_1^0$  n’est pas forcément la LSP.

Des contraintes sont aussi posées par les recherches de désintégration rares comme  $B_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$  ou  $B^- \rightarrow s + \gamma$ , dont les rapports d’embranchement doivent dévier de la prédiction du Modèle Standard dans le cadre de mSUGRA ainsi que de la mesure précise du moment magnétique anormal du muon [1].

Il convient de noter cependant que dans la majeure partie des cas, ces contraintes ne sont pas prises en compte par les expérimentateurs. Les analyses s’effectuent le plus souvent dans une grande partie de l’espace des paramètres et les exclusions peuvent faire doublon avec des zones déjà exclues par d’autres contraintes.

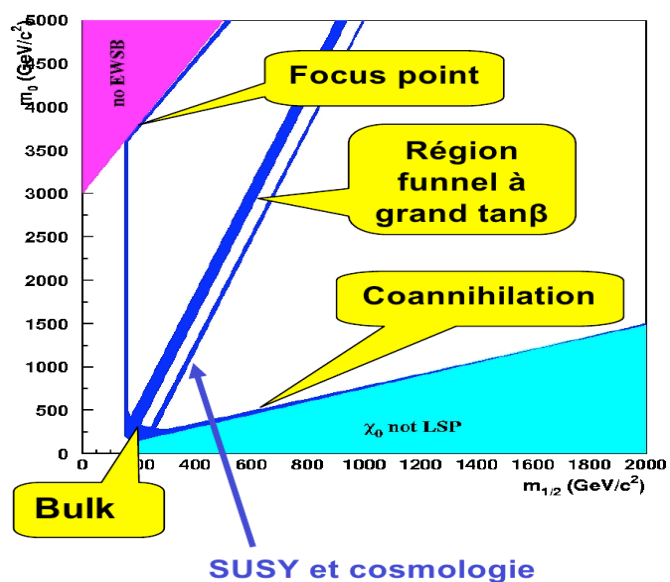


FIGURE 1.10 – Espace des paramètres accessibles pour la recherche de matière noire. Figure issue de [42].

paramètres	(660,240,0,10,+)	(2600,140,0,10,+)	(200,460,0,10,+)
masse du $\tilde{g}$	625 GeV	456 GeV	1064 GeV
masse du $\tilde{d}$	834 GeV	2586 GeV	989 GeV
désintégration du $\tilde{d}_L$	60 % $\tilde{g}d$ 22 % $\tilde{\chi}_1^- u$ 11 % $\tilde{\chi}_2^0 d$	84.6 % $\tilde{g}d$ 10 % $\tilde{\chi}_2^- u$	62 % $\tilde{\chi}_1^- u$ 30 % $\tilde{\chi}_2^0 d$
désintégration du $\tilde{d}_R$	99 % $\tilde{g}d$	99 % $\tilde{g}d$	100 % $\tilde{\chi}_1^0 d$
désintégration du $\tilde{g}$	46 % $\tilde{\chi}_1^{+/-} q\bar{q}'$ 26 % $\tilde{\chi}_2^0 q\bar{q}$ 14 % $\tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$	25 % $\tilde{\chi}_1^{+/-} q\bar{q}'$ 24 % $\tilde{\chi}_2^{+/-} q\bar{q}'$ 23 % $\tilde{\chi}_2^0 g$	100 % $\tilde{q}\bar{q}$
désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$	90 % $\tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$	66.5 % $\tilde{\chi}_1^{+/-} q\bar{q}'$ 28 % $\tilde{\chi}_1^{+/-} \ell\nu$	50 % $\tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ 40 % $\tilde{\chi}_1^0 \tau\tau$
désintégration du $\tilde{\chi}_1^{+/-}$	70 % $\tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}'$	75 % $\tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ 25 % $\tilde{\chi}_1^0 \ell\nu$	57 % $\tilde{\chi}_1^0 \ell\nu$ 43 % $\tilde{\chi}_1^0 \tau\nu$
% d'événements hadroniques $\tilde{q}\bar{q}$	35 %	9 %	58 %
% d'événements hadroniques $\tilde{q}\tilde{g}$	36 %	11 %	58 %
% d'événements hadroniques $\tilde{g}\tilde{g}$	41.4 %	13.1 %	58 %

 TABLE 1.2 – Quelques points du plan  $(m_0, m_{1/2})$  et leurs modes de désintégrations privilégiés.

## 1.4 Le canal recherché dans cette thèse

Durant ma thèse je me suis appliqué essentiellement à la recherche de squarks et de gluinos comme décrite dans la section 1.3.1.b dans le cadre de mSUGRA. La recherche d'états finaux purement hadroniques est celle qui présente la meilleure sensibilité, car quel que soit le rapport entre les masses des squarks et des gluinos, la production d'états finaux avec des quarks domine.

Dans le cas d'une analyse sans lepton, quand la production de paires de squarks est dominante, seul un petit nombre de quarks (un par squark dans la désintégration  $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_1^0$ ) est attendu. La stratégie optimale pour la région  $\tilde{q}\bar{q}$  est donc de chercher au moins deux quarks. Quand la production implique des gluinos ( $\tilde{g}\tilde{g}$  ou  $\tilde{q}\tilde{g}$ ), des quarks supplémentaires sont attendus provenant du processus  $\tilde{g} \rightarrow qq + \tilde{\chi}_1^0$ . Dans ces régions, demander au moins trois quarks permet d'avoir une meilleure sensibilité. Quand la production de  $\tilde{g}\tilde{g}$  domine, il faut préférentiellement demander au moins 4 quarks dans l'événement.

Pour une interprétation plus quantitative on peut sélectionner plusieurs points dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  et comparer les rapports d'embranchement pour les différents processus. On voit que la situation est plus complexe en réalité que sur le principe (table 1.2). Dans la région à grand  $m_0$  et petit  $m_{1/2}$  ( $m_0=2600, m_{1/2}=140, A_0=0, \tan\beta=10, \mu > 0$ ) (figure 1.11), la masse de tous les squarks est grande par rapport à celle du gluino. Quel que soit le mode de production aux collisionneurs hadroniques la cascade menera à la production de gluinos. Le gluino a ensuite environ 50 % de chance de produire une cascade purement hadronique. L'état final est dans ce cas composé de 9 à 14 quarks et de deux neutralinos LSP. Dans la région à grand  $m_{1/2}$  et petit  $m_0$  (200,460,0,10,+) (figure 1.12), la masse du gluino est grande par rapport à celle de tous les squarks. Les états finaux hadroniques sont les plus probables, ils sont constitués de 2 à 6 quarks et de deux neutralinos LSP, la probabilité d'avoir un lepton dans l'état final est importante. Le cas le plus complexe est celui de la région de mélange, où la masse des squarks et celle du gluino sont proches, beaucoup de points doivent être traités au cas par cas. Prenons l'exemple du point (660,240,0,10,+) (figure 1.13) qui sert de point de référence pour ATLAS. Dans ce cas précis, le gluino est plus massif que le stop qui est le squark le plus léger mais la masse du gluino est inférieure à la masse des autres



squarks. La majorité des squarks peuvent se désintégrer et produire un gluino. L'état final peut être constitué de cinq quarks et de deux neutralinos LSP mais on peut aussi avoir avec une probabilité non négligeable un état final avec 10 quarks et deux neutralinos LSP. Si le point de référence ATLAS avait été choisi avec un  $m_{1/2}$  légèrement plus élevé ou un  $m_0$  légèrement inférieur, l'état final aurait pu être très différent.

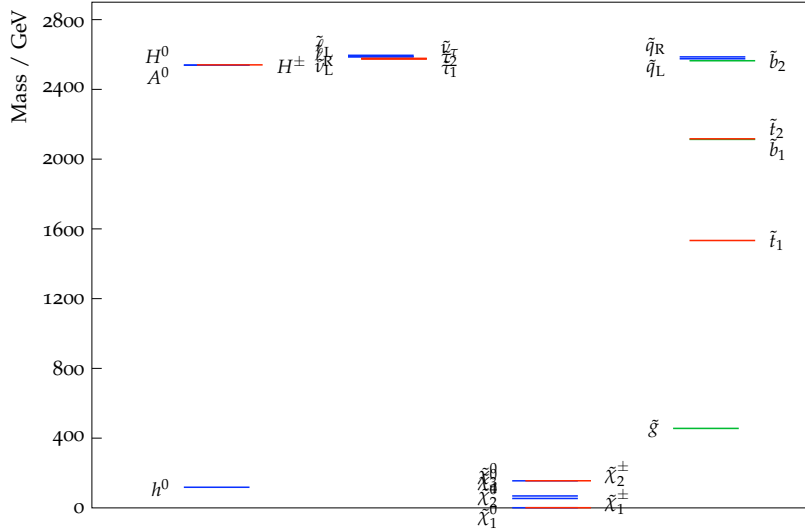


FIGURE 1.11 – Spectre des masses des différentes particules supersymétriques généré pour le point (2600,140,0,10,+).

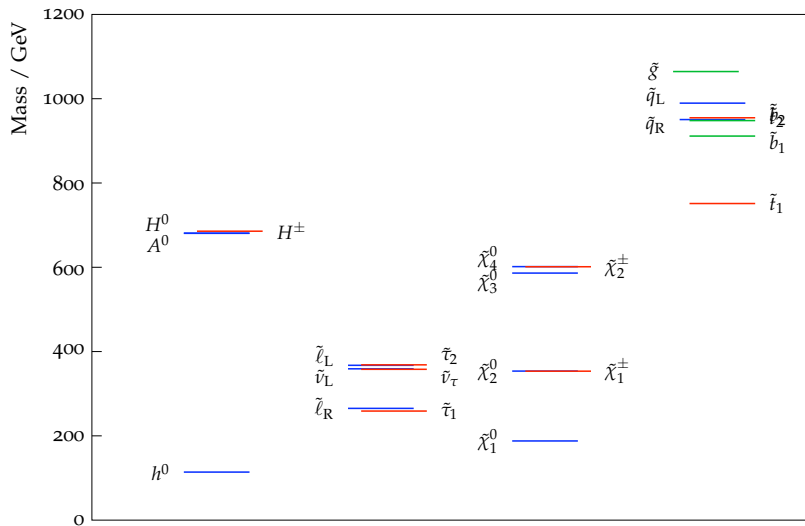
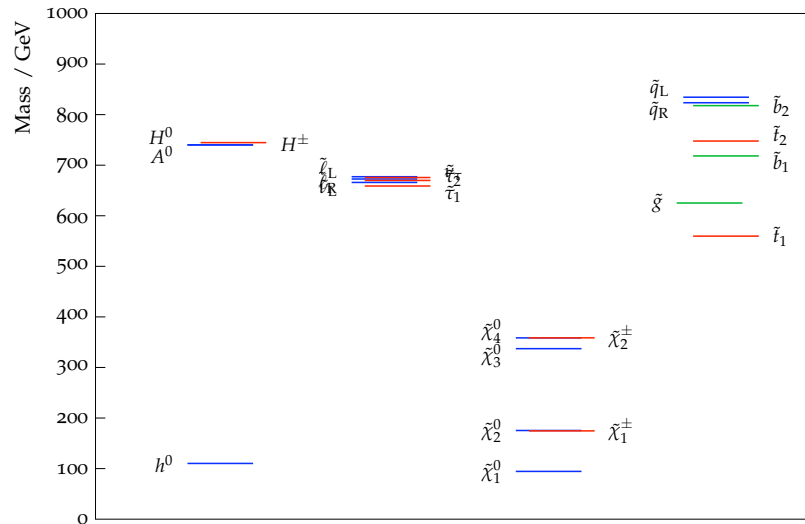


FIGURE 1.12 – Spectre des masses des différentes particules supersymétriques généré pour le point (200,460,0,10,+).

Il faut revenir à la phénoménologie à ce niveau : les quarks produits durant la cascade de désintégration vont s'hadroniser et donner des jets. Les particules interagissant faiblement comme les neutralinos ne peuvent pas être détectées directement. Comme l'impulsion totale est conservée on peut, en étudiant l'événement, montrer qu'une partie de l'énergie détectée n'est pas balancée et donc que des particules neutres et interagissant faiblement avec la matière ont été produites. On parle d'énergie transverse manquante ( $E_t^{miss}$ ).



**FIGURE 1.13** – Spectre des masses des différentes particules supersymétriques généré pour le point (660,240,0,10,+).

La discussion sur la reconstruction des jets et de l'énergie transverse manquante se poursuivra dans le chapitre 3 ; celle sur le canal recherché dans cette thèse dans le chapitre 4.



- “What’re quantum mechanics ?”  
- “I don’t know. People who repair  
quantums, I suppose.”

*Terry Pratchett*

## Chapitre 2

# Le LHC et le détecteur ATLAS

### 2.1 Le LHC

Le Large Hadron Collider (LHC) [26] est un accélérateur de particules circulaire de 26.7 km de circonférence situé à la frontière franco-suisse. Il est conçu pour accélérer des faisceaux de protons jusqu’à 7 TeV et les faire entrer en collision au niveau de quatre points d’interaction. En dehors des zones des points d’interactions, les faisceaux voyagent dans des chambres à vide distinctes et sont courbés par des aimants supraconducteurs fonctionnant à 1.9 K qui produisent des champs magnétiques jusqu’à 8 T.

Les protons sont successivement accélérés à travers la chaîne des accélérateurs du CERN avant injection dans le LHC (figure 2.1) : Linac puis Booster amènent les protons à 1 GeV, puis le PS à 26 GeV et le SPS à 450 GeV pour injection dans le LHC. Dans sa configuration nominale, le LHC accélérera 2808 paquets d’environ  $10^{11}$  protons séparés de 25 ns pour produire une luminosité instantanée de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Les quatre points d’interactions abritent les quatre expériences principales : ATLAS et CMS sont des détecteurs généralistes (étude du Modèle Standard, recherche de Higgs et de nouvelle physique), LHCb étudie plus particulièrement la physique des saveurs lourdes et ALICE est spécialisée dans les études de collisions d’ions lourds (plasma quark-gluon).

### 2.2 Prises de données

Le LHC a démarré pour la première fois au tout début de cette thèse : le 10 septembre 2008. Quelques jours plus tard, le 19 septembre un incident s’est produit au niveau de l’interconnexion de deux dipôles, il a causé de nombreux dégâts et a nécessité des mois de réparations. Néanmoins, le LHC ne pourra pas atteindre son énergie nominale avant 2014 car un long arrêt est nécessaire pour requalifier la machine pour 7 TeV par faisceau.

Le 20 novembre 2009, le LHC redémarre. Pendant un mois des collisions sont enregistrées à 900 GeV dans le centre de masse, puis 2.37 TeV juste avant l’arrêt hivernal.

L’essentiel du programme de physique au LHC commence en mars 2010 avec des collisions à 7 TeV. Durant l’année 2010 les conditions expérimentales n’ont cessé d’évoluer avec de plus en plus de paquets de protons dans la machine, des luminosités en hausse constante, une évolution du nombre d’interactions par croisement. Le bilan de l’année 2010 :  $48.1 \text{ pb}^{-1}$  fournis par l’accélérateur dont 93.6% ont été enregistré par ATLAS. Suivant les analyses physiques effectuées, la proportion de données effectivement exploitables dépend de l’efficacité des sous-détecteurs nécessaires pour l’analyse. Pour l’analyse SUSY faisant l’objet de cette thèse, qui nécessite d’utiliser tous les sous détecteurs, les données exploitables correspondent à une luminosité intégrée de  $36 \text{ pb}^{-1}$  en 2010. La moitié de ces données a été enregistrée durant la dernière semaine de prise de données 2010.

Fort de l'expérience gagnée en 2010, les collisions de protons ont repris au LHC en février 2011. La luminosité a augmenté beaucoup plus rapidement qu'en 2010, si bien qu'au bout de seulement 2 mois de prises de données la statistique de 2010 a été doublée et 2 mois après, la statistique était plus de 25 fois supérieure à celle de 2010. La luminosité pour les résultats présentés dans cette thèse est comprise entre  $200 \text{ pb}^{-1}$  et  $1.2 \text{ fb}^{-1}$ . Il est prévu de récolter jusqu'à  $4 \text{ fb}^{-1}$  de données en 2011.

L'augmentation impressionnante de la luminosité en 2011 est visible sur la figure 2.2 et le total de luminosité enregistrée en 2011 sur la figure 2.3. Cependant l'augmentation de la luminosité instantanée est accompagnée par l'augmentation (importante) du nombre d'interactions par croisement, comme on peut le voir sur la figure 2.4. Pour finir, l'efficacité des sous-détecteurs est visible sur la figure 2.5.

## 2.3 Le détecteur ATLAS

### 2.3.1 Système de coordonnées

Le détecteur ATLAS [6] (figure 2.6) est parfaitement symétrique par rapport à l'axe des faisceaux. La configuration des aimants comprend un solénoïde supraconducteur fin entourant le détecteur interne et trois grands toroïdes supraconducteurs (un pour le tonneau et deux pour les bouchons) arrangés de façon symétrique autour des calorimètres. Ce choix de conception fondamentale a imposé la forme du reste du détecteur.

Le centre du détecteur est défini comme l'origine du système de coordonnées, la direction du faisceau définit l'axe  $z$  et le plan  $x$ - $y$  est transverse à la direction des faisceaux. L'axe  $x$  positif est défini comme pointant de la région d'interaction vers le centre de l'anneau du LHC et l'axe  $y$  positif est défini comme pointant vers le haut. Le côté A du détecteur est celui avec  $z$  positif et le côté C est celui avec  $z$  négatif. L'angle azimuthal  $\phi$  est mesuré autour de l'axe du faisceau et l'angle polaire  $\theta$  est l'angle à partir de l'axe du faisceau. La pseudorapidité est définie comme  $\eta = -\ln|\tan(\theta/2)|$ . Le moment transverse  $p_T$ , l'énergie transverse  $E_T$  et l'énergie transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$  sont définis dans le plan  $x$ - $y$ . La distance  $\Delta R$  dans l'espace pseudorapidité-angle azimuthal est définie comme  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \delta\phi^2}$ .

### 2.3.2 Tracking

Le détecteur interne (ID) est immergé dans un champ solénoïdal de 2T (figures 2.7 et 2.8). La mesure de l'impulsion, du vertex et l'identification des particules chargées est effectuée via une combinaison de pixels semiconducteurs et de détecteurs à micro pistes (dans la partie interne de l'ensemble de tracking). Dans la partie externe, des pailles possédant la capacité de générer et de détecter une radiation de transition sont utilisées. Il est conçu pour fournir une reconstruction des traces efficace et robuste.

Le détecteur à pixels d'ATLAS constitue la partie la plus proche du faisceau de tout l'ensemble du détecteur interne. Il est constitué de 1744 modules de pixel en silicium, répartis en trois couches concentriques dans la partie centrale et de trois disques pour chaque bouchon. La première couche de silicium se trouve à seulement 5 cm de l'axe du faisceau. Chaque module fournit une mesure en deux dimensions du point correspondant au passage d'une particule chargée. Le détecteur pixel fournit en moyenne trois points de mesure pour chaque trace chargée jusqu'à  $|\eta| < 2.5$  en utilisant environ 82 millions de pixels de taille typique  $50 \times 400 \mu\text{m}$ . La direction définie par le côté le plus court (50 microns) du pixel permet un positionnement très précis dans le plan  $R\Phi$  (résolution de 10 microns environ). La direction la plus longue du pixel est orientée suivant la direction  $z$  dans le tonneau, elle est radiale dans les end-caps (résolution de 115 microns en moyenne). Les coups dans les pixels sont lus si le signal dépasse un seuil paramétrable.

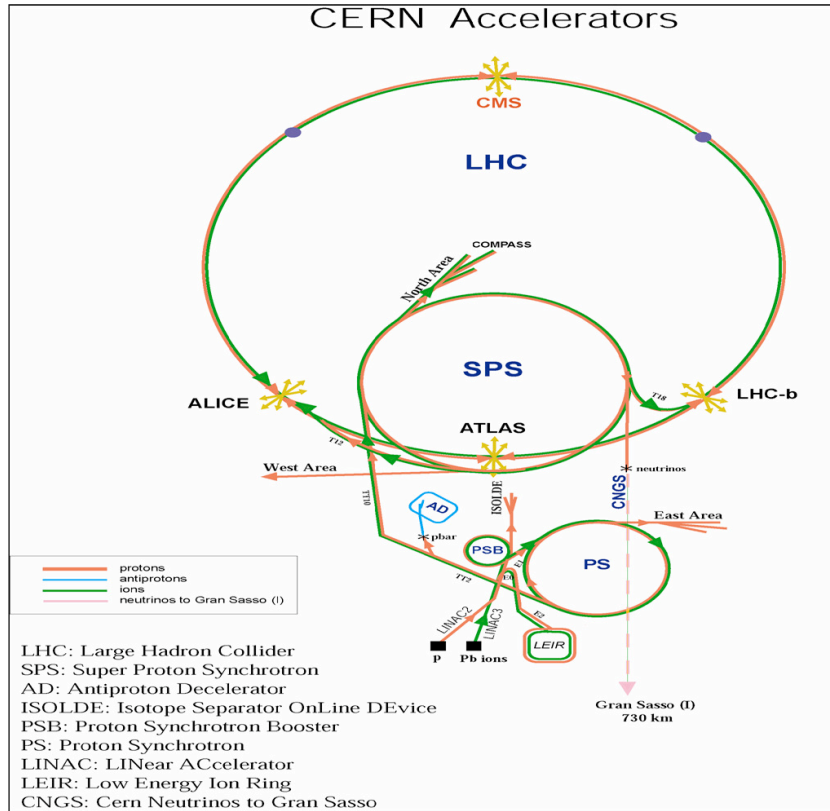


FIGURE 2.1 – La chaîne d'accélération du LHC au CERN.

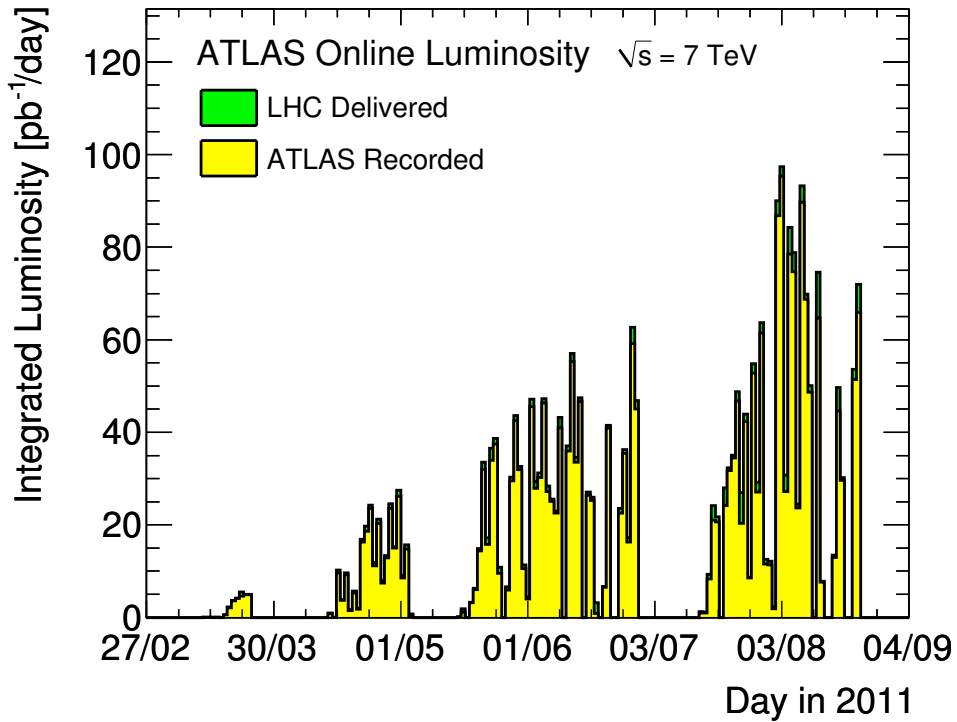


FIGURE 2.2 – Luminosité intégrée par jour pour ATLAS en 2011.

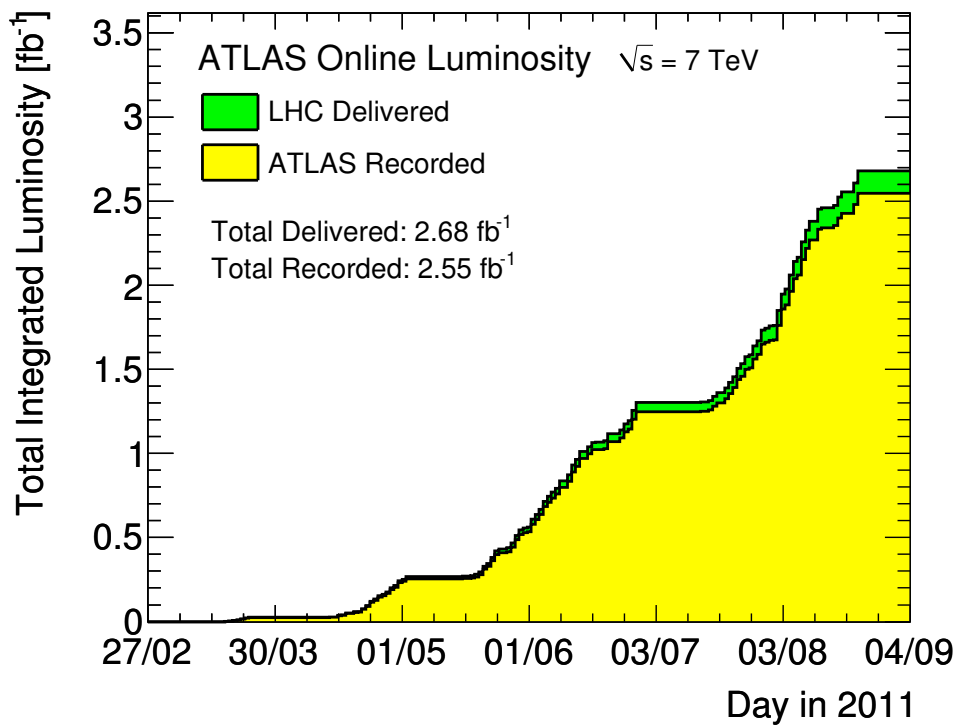


FIGURE 2.3 – Évolution de la luminosité intégrée pour l’année 2011.

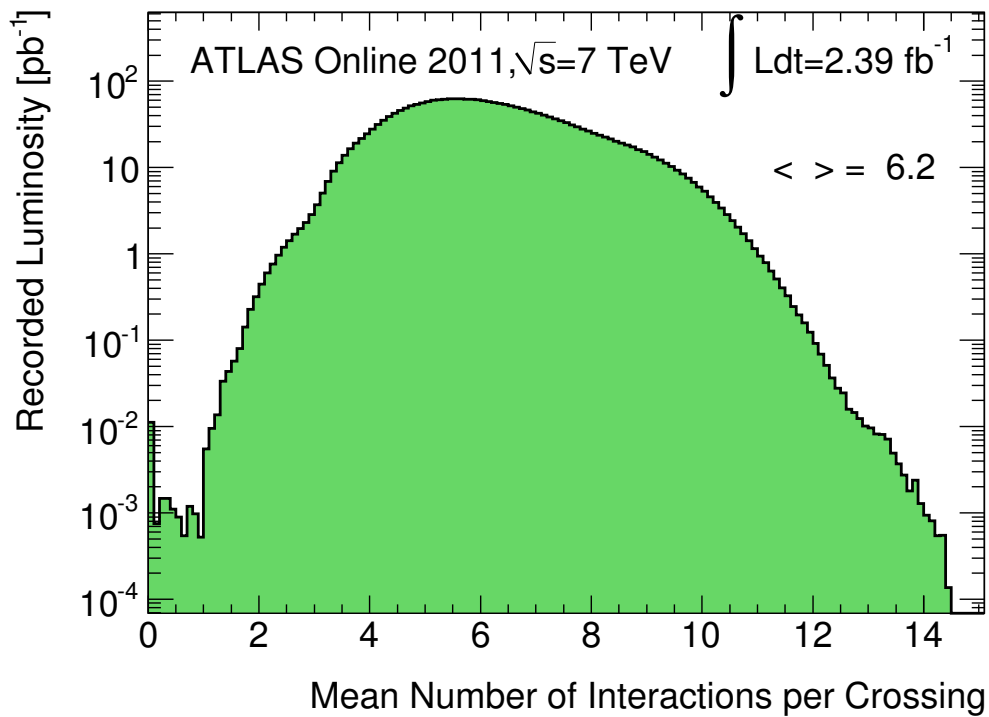


FIGURE 2.4 – Nombre moyen d’interactions par croisement de faisceaux et dispersion de cette valeur pour une configuration donnée du LHC en 2011. Le pic à  $\mu$  égal 0 est du à la présence de “paquets pilotes” parmi les paquets présents durant les collisions.

Inner Tracking Detectors			Calorimeters				Muon Detectors				Magnets	
Pixel	SCT	TRT	LAr EM	LAr HAD	LAr FWD	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC	Solenoid	Toroid
99.9	99.8	100	89.0	92.4	94.2	99.7	99.8	99.7	99.8	99.7	99.3	99.0

Luminosity weighted relative detector uptime and good quality data delivery during 2011 stable beams in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV between March 13<sup>th</sup> and June 29<sup>th</sup> (in %). The inefficiencies in the LAr calorimeter will partially be recovered in the future. The magnets were not operational for a 3-day period at the start of the data taking.

FIGURE 2.5 – Efficacité totale des différents sous-détecteurs d’ATLAS lors de la prise de données 2011.

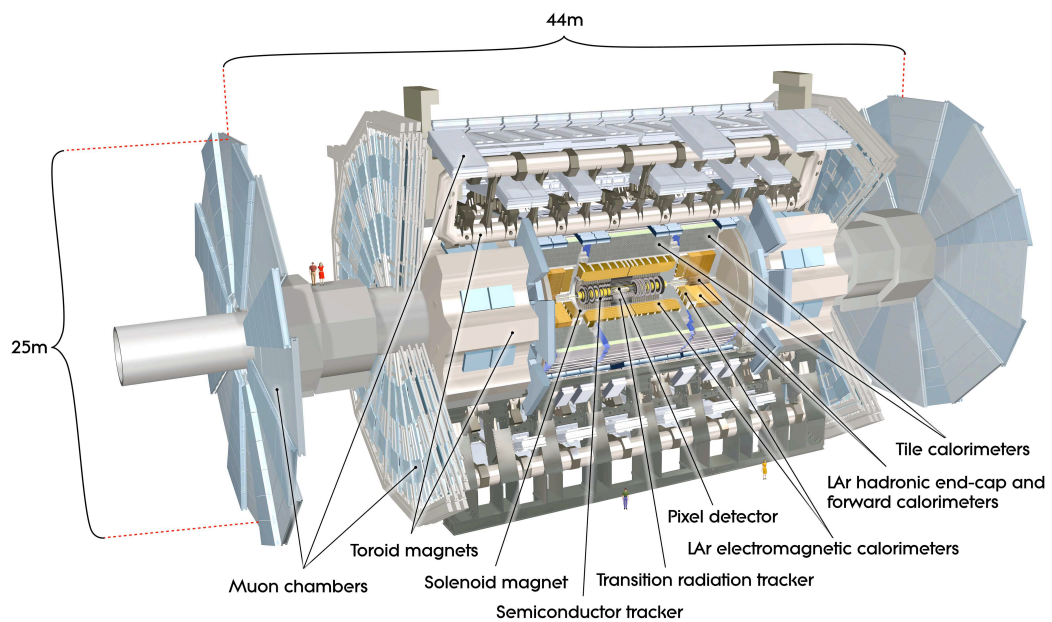
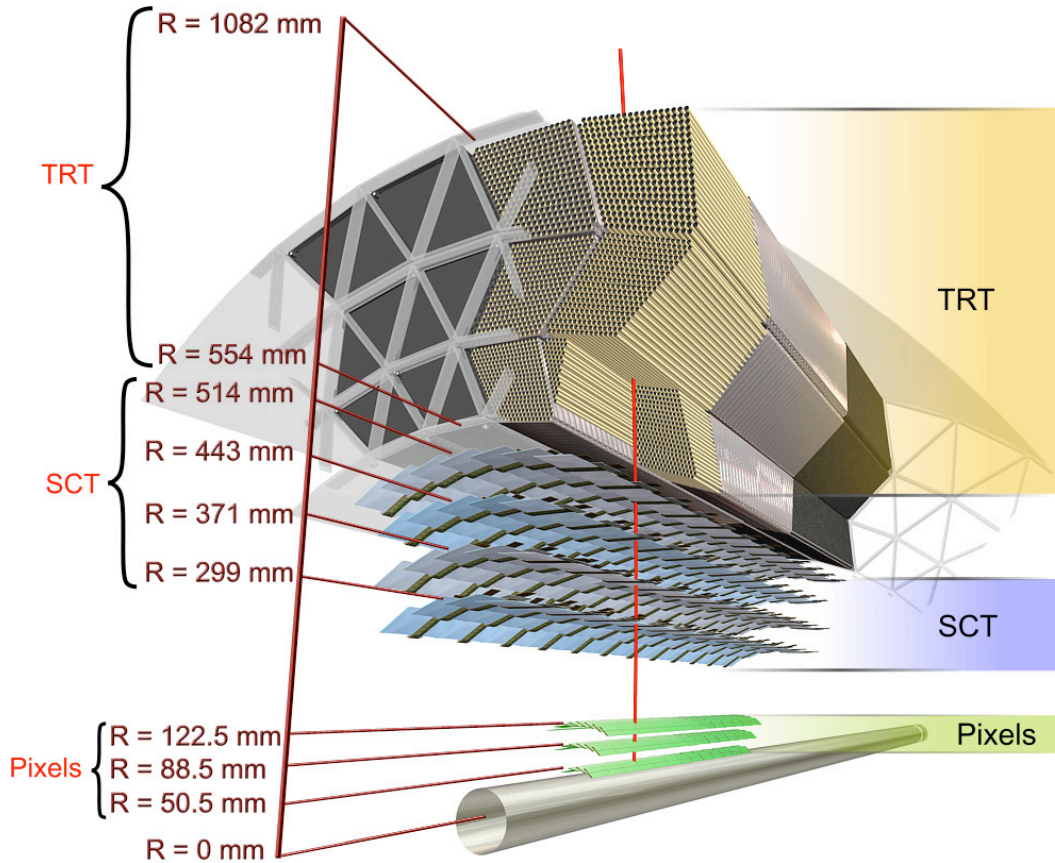
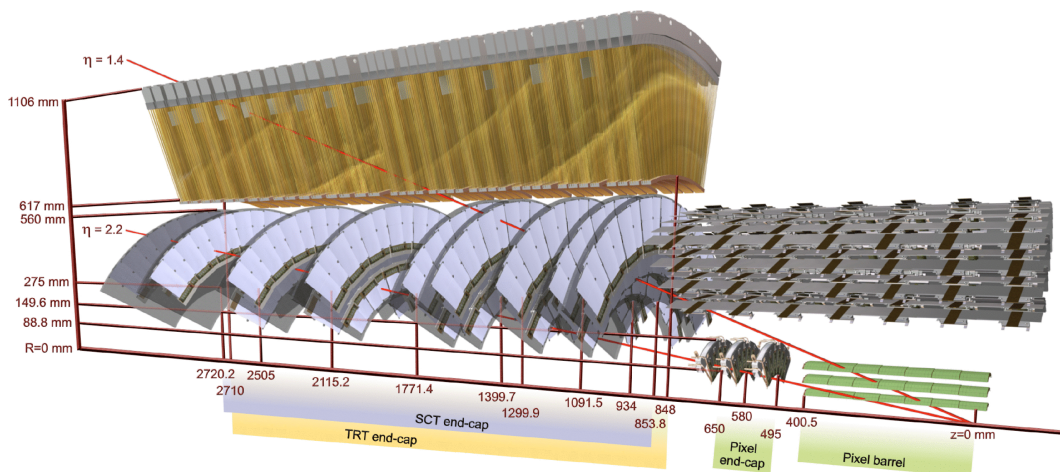


FIGURE 2.6 – Le détecteur ATLAS au LHC.





**FIGURE 2.7** – Ce diagramme illustre les capteurs et les éléments de la structure du détecteur interne dans sa partie centrale : les trois couches concentriques de pixels en silicium, les quatre double couches du détecteur silicium à micropistes du SCT et les 72 couches de pailles du TRT avec leur structure de support.



**FIGURE 2.8** – Ce diagramme illustre les capteurs et les éléments de la structure du détecteur interne dans sa partie externe (end-cap) : les trois disques de pixels en silicium, les neuf disques de détecteur silicium à micropistes (SCT) et les 40 plans de pailles du TRT. Sur la droite on voit aussi la partie centrale du détecteur pixel et du SCT.

Les modules du SCT (SemiConductor Tracker) sont constitués de deux paires de détecteurs à micropiste de silicium, une sur chaque face. Chaque détecteur silicium fait 6 cm de long. Ils sont regroupés par deux, formant ainsi un module de 12 cm de long. Chaque paire de détecteur est collée dos à dos avec un angle stéréo de 40 mrad. Un total de 4088 modules de SCT est utilisé pour former 4 couches concentriques dans la partie centrale (2112 modules) et 9 disques sont utilisés à chaque extrémité (1976 modules). Chaque module a 768 canaux de lecture par côté. Tous les modules de la partie centrale sont identiques, avec des modules en silicium tous rectangulaires, dans lesquels les pistes de silicium sont distantes de 80 microns ; alors que pour les extrémités, trois types de modules cohabitent, ils sont conçus de façon à former un disque, là aussi la distance moyenne entre les pistes est de l'ordre de 80 microns. La résolution des modules du SCT est de 17 microns.

Le TRT (Transition Radiation Tracker) constitue la partie extérieure du détecteur interne d'ATLAS chargé du tracking des particules chargées. C'est un tracker à pailles, utilisant 298304 pailles de 4mm de diamètre en Kapton, renforcées par de la fibre de carbone, maintenues à un potentiel de 1530V par rapport à un fil central de 31 microns en tungstène plaqué or qui est relié à la masse. Le TRT a deux arrangements géométriques différents de pailles, une partie tonneau, centrale, où 52544 pailles sont alignées parallèles à la direction de l'axe du faisceau (z), qui couvre la région  $|z| < 72\text{ cm}$  pour un rayon compris entre 56 cm et 1,08 m et deux régions end-cap, chacune contenant 122880 pailles qui sont alignées perpendiculairement à l'axe du faisceau et dirigées radialement, qui couvrent la région  $83 < |z| < 274\text{ cm}$  pour un rayon compris entre 61.7 cm et 1.10 m. Dans le tonneau, un fil de verre isolant relie en  $z = 0$  les deux parties du fil qui sont lues séparément. Les fils, dans les neuf couches de pailles les plus proches du faisceau dans la région tonneau, sont séparées en trois parties, la partie centrale n'est pas incluse dans la chaîne de lecture. En tout, 350848 canaux fournissent des informations. Le TRT fonctionne comme une chambre à dérive, quand une particule chargée traverse la paille, elle ionise le gaz, créant 5 à 6 amas (qu'on désignera par la suite avec la notation anglaise cluster) d'ionisation par mm parcouru. Les électrons dérivent alors vers le fil et produisent une avalanche électronique à cause du champ électrique intense à proximité du fil, créant ainsi un signal mesurable. Le signal sur chaque fil est ensuite amplifié, mis en forme et comparé à un seuil variable. Le mélange gazeux à l'intérieur des tubes est constitué de 70 pour cent de xénon, 27 pour cent de dioxyde carbone et 3 pour cent de dioxygène, la pression à l'intérieur est légèrement supérieure à la pression atmosphérique. La résolution du détecteur est de l'ordre de 130 microns.

Entre les pailles, du fait du nombre important de changements d'indice de réfraction du milieu, les particules produisent des rayonnements de transition qui laissent des signaux de grande amplitude dans quelques pailles. L'amplitude de ces signaux est proportionnelle au  $\gamma$  des particules, qui lui même, pour une énergie donnée, est inversement proportionnel à la masse de la particule. Une trace reconstruite pour laquelle on observe un nombre important de pailles avec des signaux de grande amplitude peut être identifiée comme la particule chargée la plus légère, l'électron.

### 2.3.3 Calorimétrie

Des calorimètres électromagnétiques à échantillonnage utilisant l'argon liquide comme matériel actif couvrent l'ensemble de la région avec  $|\eta| < 3.2$ . La calorimétrie hadronique dans la région où  $|\eta| < 1.7$  est assurée par un calorimètre à tuiles scintillantes qui est séparé en un grand tonneau et deux extensions plus petites de part et d'autre. Dans les bouchons ( $|\eta| > 1.5$ ) la technologie Argon Liquide est aussi utilisée pour les calorimètres hadroniques situés dans les mêmes cryostats que les calorimètres bouchons électromagnétiques. Les calorimètres Argon Liquide à l'avant fournissent à la fois les mesures de l'énergie électromagnétique et hadronique et étendent la couverture en pseudo-rapacité jusqu'à  $|\eta| = 4.9$ . Le système de calorimétrie sera décrit en détail dans le chapitre suivant.

### 2.3.4 Spectromètre à muons

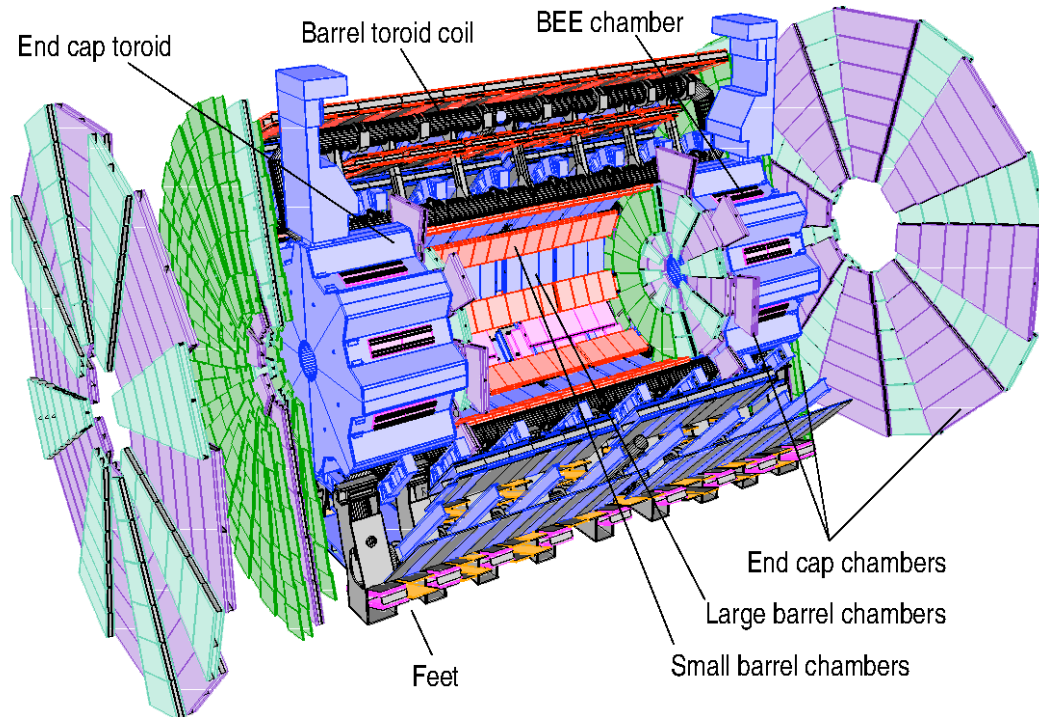


FIGURE 2.9 – Le spectromètre à muons d’ATLAS au LHC.

Le calorimètre est entouré par le spectromètre à muons (figure 2.9). Le système de toroïde à air, composé d’un long tonneau et de deux bouchons insérés génère une force de courbure importante dans un grand volume tout en conservant une structure légère et ouverte. Les effets de diffusion multiple sont ainsi réduits.

Le toroïde fournit un champ magnétique de l’ordre de 0.5 T dans le tonneau et de 1 T dans les bouchons. La courbure des muons dans le champ magnétique est mesurée par trois couches de chambres de tubes à dérivation (MDT) pour  $|\eta| < 2.0$  et pour  $2.0 < |\eta| < 2.7$ , une couche de chambre à bande de cathodes (CSC) suivie de deux couches de chambres de tube à dérivation. Trois couches de chambres à plaque résistive (RPC) dans la partie tonneau  $|\eta| < 1.05$  et trois couches de chambres à gap fin (TGC) dans les parties externes (end-caps) entre  $1.05 < |\eta| < 2.4$  fournissent le signal de déclenchement pour les muons et permettent aussi d’accéder à l’angle azimutal.

### 2.3.5 Système de déclenchement

Au LHC le taux de collisions est de 40 MHz avec un écart entre deux paquets (bunches) de 25 ns. Le taux de collisions pour une luminosité de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  est d’environ 1 GHz en prenant en compte les 23 événements d’empilements qui s’ajoutent à tous les croisements de faisceaux au-dessus du signal physique, alors que la capacité d’enregistrement des données est limitée à 600 Hz environ. Pour obtenir le facteur de rejet de  $5 \cdot 10^6$  nécessaire, tout en ne réduisant pas l’efficacité de détection de processus rares, un système de trigger à trois niveaux est utilisé.

Le niveau-1 est un trigger hardware basé sur des informations grossières provenant des calorimètres et du spectromètre à muons. Les informations brutes issues des détecteurs sont lues en parallèle dans les mémoires de stockage. Le niveau-1 a une latence de  $2.5 \mu\text{s}$ . Le taux de croisement de 40 MHz doit être réduit à 75 kHz maximum. Si l’événement est accepté, les informations provenant du niveau-1 sont ajoutées aux informations provenant du détecteur. Au niveau

calorimétrique, les informations sur l'énergie des jets sont fournies par des tours de trigger de taille 0.2 en  $\eta$  et en  $\phi$ . Toutes les tours de trigger sont lues pour fournir l'information sur la  $E_T^{\text{miss}}$ .

Au niveau-2, qui est un système de déclenchement informatique, la latence pour fournir la décision de déclenchement est de  $40 \mu\text{s}$ . Ce n'est pas la latence vraie mais une moyenne du temps de traitement d'un événement. Une réduction d'un facteur 100 dans le taux d'événements est prévue, portant le taux en sortie à environ 2 kHz. La granularité vraie de l'événement est disponible dans les régions d'intérêts (RoI) définies au niveau-1. Seules les données de l'événement dans des zones à 0.1 en  $\eta$  et en  $\phi$  des régions "intéressantes" définies au niveau-1, contenant des candidats électron/photon, tau, jet ou muon sont extraites et traitées. L'avantage de cette façon de procéder est que seul 1 à 4 % du volume de données de l'événement est décompressé et analysé. La vraie procédure de reconstruction des objets physiques est appliquée sur les régions d'intérêts, à l'exception de la reconstruction des candidats B, pour lesquels il faudrait définir des régions d'intérêts beaucoup plus grandes, voire reconstruire tout l'événement. À cause des difficultés liées au fait d'accéder à l'intégralité de l'événement au niveau-2, l'énergie transverse manquante ( $E_T^{\text{miss}}$ ) n'est pas recalculée, seule l'énergie transverse manquante calculée au niveau-1 à partir des tours de triggers est utilisée. Cependant on peut l'améliorer en supprimant la contribution des muons, ce qui n'est pas utilisé pour l'instant. Si l'événement est accepté, les informations du niveau-2 sont ajoutées à celles issues du détecteur et la reconstruction complète de l'événement est effectuée par l'Event Builder, avant le dernier niveau de déclenchement, l'Event Filter (EF).

L'Event Filter se comporte de la même façon que le niveau-2, cependant sa latence est de l'ordre de 4 s pour fournir la décision de déclenchement. À ce niveau, les algorithmes de reconstruction offline sont utilisés. Cependant, comparé à la vraie reconstruction hors ligne, qui reconstruit l'intégralité de l'événement, au niveau de l'EF seule une reconstruction partielle est effectuée autour des régions d'intérêts définies au niveau-2. Les triggers de  $E_T^{\text{miss}}$  font cependant exception, ainsi que certains triggers jet depuis 2011. Aussi, quelques informations sur la condition des données, comme les constantes de calibration ou d'alignement peuvent être différentes au niveau de l'Event Filter et de la reconstruction hors ligne, ce qui peut introduire quelques différences au niveau des échelles d'énergie et des résolutions. Après acceptation du système de déclenchement, les informations issues de l'EF sont attachées aux autres informations de l'événement et l'événement est enregistré sur disque.

L'ensemble niveau-2+Event Filter est généralement appelé HLT (High-Level Trigger).

## 2.4 Monte-Carlo et environnement logiciel

### 2.4.1 Génération

Les générateurs Monte-Carlo sont les outils qui permettent de simuler les interactions de particules qui ont lieu à l'intérieur des collisionneurs de particules. Ces logiciels fournissent des événements de physique qui sont ensuite comparés aux données réelles afin de vérifier la cohérence de notre compréhension du détecteur et de la physique. Ces programmes permettent d'élaborer les stratégies d'analyse et d'estimer les corrections à apporter aux calculs d'acceptance. Enfin ils illustrent également les incertitudes quant à notre modélisation des processus physiques.

L'existence de théorèmes de factorisation permet de séparer les processus à longues et courtes distances, donnant un pouvoir prédictif dans les collisions avec des hadrons dans l'état initial.

Les fonctions de distribution de partons (PDF) sont les densités de probabilité de trouver une particule avec une fraction  $x$  de la quantité de mouvement longitudinale du hadron et avec une certaine impulsion transférée au hadron  $Q^2$ . À cause des effets non-perturbatifs d'un état lié en QCD, les fonctions de distribution de partons ne peuvent être déterminées dans le régime perturbatif de la QCD. Du fait des limitations actuelles dans les simulations de QCD sur réseau, les fonctions de distribution de partons ne sont pour l'instant connues qu'à partir des données expérimentales.

La génération d'un événement Monte-Carlo se décompose comme suit. La collision primaire, proton-proton dans le cas du LHC, est tout d'abord simulée en prenant en compte la modélisation du processus dur parton-parton, la modélisation des interactions des partons spectateurs de chacun des protons et la modélisation des événements d'empilement (interaction entre d'autres protons des paquets). Les éventuels partons issus de la collision subissent le processus d'hadronisation dû à l'interaction de couleur qui peut se décomposer en deux étapes. Il y a tout d'abord la génération d'une cascade de quarks et de gluons lorsque l'énergie des partons est telle qu'ils peuvent être considérés comme libres (1 GeV) : ce processus est décrit de manière perturbative par QCD (pQCD). On a ensuite recours à des modèles phénoménologiques pour former les hadrons à partir des états partoniques. Les partons durs de l'état initial forment donc des jets de hadrons. Les leptons sont soumis à la même méthodologie (mais via la modélisation de QED) afin d'arriver aux états finaux. L'interaction de ces particules avec le détecteur est traitée lors de l'étape de la simulation.

Les lots d'événements multi-jets sont générés avec Pythia [46], en utilisant des PDFs (CTEQ 6L1 [40]) qui sont appliquées sur tous les lots MC au leading-order (LO). La production de paires de quarks top est simulée avec MC@NLO [28] (qui utilise le NLO au niveau de la production et des éléments de matrice) avec une masse du top de 172.5 GeV et l'ensemble de PDF NLO CTEQ6.6, qui est utilisé pour l'ensemble de la production NLO ATLAS. La production de single top est générée de la même manière. Les lots de  $W$  et  $Z/\gamma^*$ +jets sont produits avec Alpgen [38]. Alpgen permet d'engendrer avec l'élément de matrice exact au leading order les processus  $W/Z+n$  partons ( $n=0,\dots,5$ ). Des lots de contrôle multi-jets ont également été engendrés avec Alpgen. Pour Alpgen et MC@NLO les étapes de fragmentation et d'hadronisation sont effectuées par Herwig [21] en utilisant le générateur Jimmy [10] pour l'événement sous jacent. Les lots de signal SUSY sont générés avec HERWIG++, le programme RGE (Renormalisation Group Equations) utilisé est ISAJET [41].

Et de manière plus générale le MC est produit avec des paramètres [3] [2] qui reproduisent les conditions expérimentales du LHC en mars 2011 (croisements de faisceaux toutes les 75 ns, un nombre moyen d'interactions par croisement de 9). Les conditions d'empilement dans les événements variant au cours de la prise de données, il a été nécessaire de pondérer les événements en fonction du nombre moyen d'interactions par croisement attendues.

## 2.4.2 Simulation

La simulation est l'étape qui permet d'obtenir la réponse du détecteur à un événement de physique produit lors de la génération, connaissant la géométrie du détecteur ainsi que les caractéristiques détaillées des matériaux qui le composent. Ce processus peut se décomposer en deux étapes : la simulation du détecteur et la numérisation de sa réponse. La simulation du détecteur ATLAS a été essentiellement basée sur une modélisation via le programme GEANT4 [5]. L'étape simulation (de même que la reconstruction) est très gourmande en puissance de calcul. Ce qui limite la statistique MC disponible. Après la digitisation, les événements simulés ressemblent aux données brutes issues du détecteur.

## 2.4.3 Reconstruction

Une fois le processus de simulation du détecteur terminé vient l'étape de la reconstruction des données, qu'elles soient simulées ou bien directement issues de l'électronique d'acquisition.

La procédure de reconstruction peut se subdiviser en deux sous-étapes : la reconstruction des données pour chaque sous-détecteur puis la reconstruction combinée. Cette dernière utilise les informations de tous les détecteurs afin de reconstruire les quadrivecteurs le plus fidèlement possible et identifier les particules, pour toute la gamme en impulsion, la totalité de l'acceptance et ce pour toutes les luminosités. Les traces et les dépôts d'énergie étant reconstruits, les briques de base nécessaires à la reconstruction des particules et leur identification sont disponibles. Cette étape

est alors effectuée de manière lâche afin de biaiser le moins possible les analyses en aval. Elles pourront ainsi établir leur jeu de coupures optimal spécifique. C'est particulièrement le cas pour les électrons qui utilisent les informations de vertex, des traces, du TRT et du calorimètre électromagnétique, ou pour les muons qui combinent les informations sur le vertex, sur les traces dans le détecteur interne, les traces des différents sous-détecteurs du spectromètre à muons mais aussi les dépôts d'énergie calorimétrique des muons.

#### 2.4.4 Analyse

Au niveau du groupe SUSY l'analyse s'effectue sur des ntuples produits centralement par le groupe ATLAS Susy pour garantir la cohérence des analyses Susy et d'avoir une définition commune des objets physiques (traces, vertex, électron, photon, muon, tau, jet,  $E_T^{\text{miss}}$ ) et des variables utiles (calibration, cinématiques, qualité).

Au niveau local les ntuples sont filtrés pour ne conserver que les événements satisfaisant certaines coupures d'analyse pour garantir une bonne rapidité d'exécution.



## Chapitre 3

# Calorimétrie, jets, MET, the universe, everything.

Après avoir introduit les concepts nécessaires à la compréhension phénoménologique de l'analyse physique qui est le sujet central de cette thèse, nous allons maintenant, dans ce "méta-chapitre", introduire tous les concepts nécessaires, au niveau expérimental, pour la mener à bien. Comme il a été décrit ci-dessus, la signature de supersymétrie recherchée dans cette thèse est basée sur les jets et l'énergie manquante. Ces quantités sont essentiellement reconstruites à partir des calorimètres. Je décrirai donc la calorimétrie dans ATLAS, les études sur la compréhension des signaux et l'identification de bruit que j'ai menées, puis la reconstruction des objets physiques et l'élimination du bruit.

### 3.1 La Calorimétrie Argon-Liquide

Le rôle des calorimètres est de mesurer l'énergie, direction et position des particules incidentes (sauf les muons, neutrinos etc...) à partir desquelles on déduit l'énergie et la position des jets. Il s'agit donc à la fois d'arrêter les particules tout en mesurant l'énergie déposée.

Les électrons et les photons perdent leur énergie essentiellement par *bremstrahlung* et par création de paires électroniques. On peut donc utiliser un matériau dense (un absorbeur) pour initier une cascade. Lors du passage d'une de ces particules, les particules de la cascade vont déposer une fraction de leur énergie dans un milieu instrumenté dit actif, puis vont rencontrer un deuxième absorbeur, dans lequel les particules vont produire à leur tour des cascades, le processus se répète jusqu'à ce que l'énergie des particules restantes ne soit plus suffisante pour initier de nouvelles cascades. C'est le principe d'un calorimètre à échantillonnage, dans lequel seule une fraction de l'énergie est mesurée. Il existe une autre famille de calorimètre, pour laquelle le milieu actif est aussi l'absorbeur, c'est le cas des calorimètres électromagnétiques de l'expérience CMS. Dans ATLAS on a choisi d'utiliser un absorbeur à base de plomb pour la calorimétrie électromagnétique et l'argon liquide comme milieu actif. L'argon liquide a été choisi pour sa linéarité intrinsèque, sa stabilité de réponse et sa résistance aux radiations. Les calorimètres électromagnétiques sont conçus pour arrêter des électrons et des photons mais n'ont pas assez de matériaux pour arrêter les hadrons, c'est pourquoi après le calorimètre électromagnétique se trouve un autre système de calorimétrie, hadronique cette fois-ci. Les calorimètres hadroniques sont construits sur le même principe que leurs homologues électromagnétiques. Dans la partie centrale l'absorbeur est de l'acier et le milieu actif des tuiles scintillantes, alors qu'à l'avant le milieu actif est de l'argon liquide et l'absorbeur est du cuivre. Le calorimètre à tuiles est composé de trois parties, un tonneau central et deux tonneaux étendus. Le choix de cette technologie permet le meilleur rapport profondeur radiale maximale / coût pour le détecteur.

Une vue générale du système de calorimétrie d'ATLAS est présentée sur la figure 3.1.



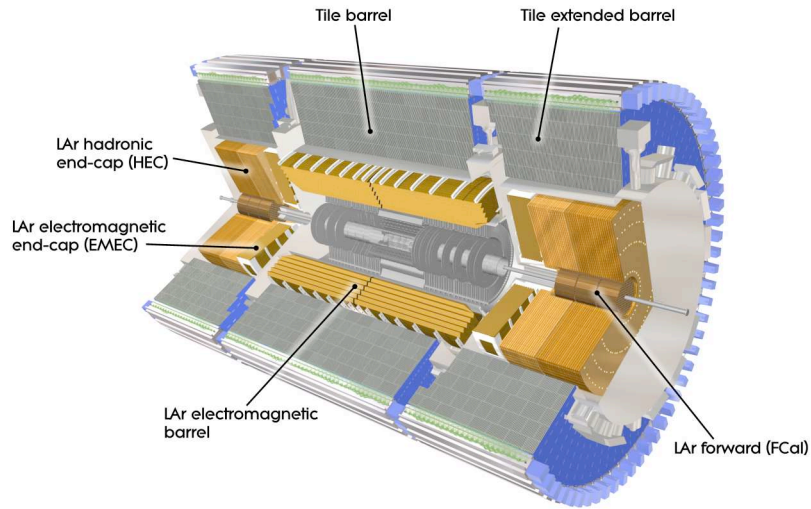


FIGURE 3.1 – Le système de calorimétrie d’ATLAS avec ses sous-détecteurs détaillés.

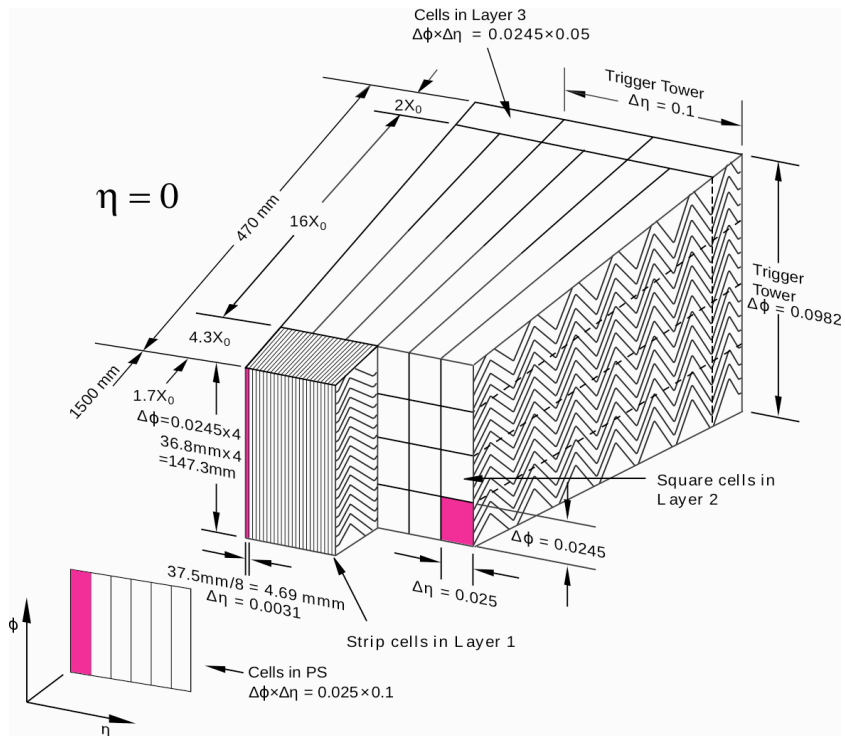


FIGURE 3.2 – Le calorimètre électromagnétique central d’ATLAS.

Le calorimètre à tuiles couvre la région  $0 < |\eta| < 1.7$ . Le calorimètre hadronique est prolongé aux plus grandes pseudorapidités par le HEC, un détecteur cuivre/argon liquide (qui couvre la région de pseudo-rapidité  $2.5 < |\eta| < 3.2$ ) et par le FCAL, un détecteur cuivre-tungstène/argon liquide (couverture jusqu'à  $|\eta| < 4.9$ ).

Les calorimètres Argon Liquide (LAr), sont contenus dans trois cryostats, un tonneau et deux bouchons qui maintiennent une température d'environ 88.5 K stable à 50 mK près. Les deux cryostats bouchons contiennent chacun un calorimètre électromagnétique bouchon (EMEC) ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ), le HEC et le FCAL, le cryostat central contient le calorimètre électromagnétique tonneau ( $|\eta| < 1.475$ ) ce dernier est constitué de deux sous parties séparées par un gap de 4mm en  $z=0$ . Le solénoïde central se trouve devant le calorimètre, pour éviter de doubler l'épaisseur des parois, le solénoïde et le calorimètre partagent la même enceinte. Pour corriger les pertes d'énergie des particules en amont du calorimètre, dans la région  $0 < |\eta| < 1.8$  le calorimètre électromagnétique est épaulé par un détecteur de pied de gerbe (qui sera appelé presampler ou PS par la suite), constitué d'une région active d'argon liquide d'une épaisseur de 1.1 cm dans le tonneau et de 0.5 cm dans les bouchons.

Le calorimètre électromagnétique utilise des absorbeurs et des électrodes en forme d'accordéon. Cette géométrie permet naturellement une couverture complète en  $\phi$  sans trou et une récupération rapide du signal à l'arrière ou à l'avant des électrodes. Dans le tonneau, les plis de l'accordéon sont axiaux et suivant  $\phi$  et l'angle du pli varie en fonction du rayon pour garder le gap d'argon-liquide constant. Le détecteur est segmenté en trois couches en profondeur. Comme on peut le voir sur la figure 3.2, la première couche est finement segmentée selon  $\eta$ , ce qui permet d'une part une mesure précise de la position et d'autre part de pouvoir séparer un photon d'une paire de photons issue d'un  $\pi^0$ . La deuxième couche reçoit la plus grande fraction de l'énergie des gerbes électromagnétiques et la troisième couche ne collecte que la fin de la gerbe et de ce fait est moins segmentée en  $\eta$ .

Le signal d'identification dans l'argon est capté par un système de trois couches de cuivre conductrices séparées par des feuilles de polyamide isolant. Les deux feuilles extérieures ont le potentiel de la haute tension alors que la feuille centrale est utilisée pour lire le signal par couplage capacitif. La segmentation du calorimètre en  $\eta$  est obtenue en combinant les électrodes, ces dernières sont subdivisées en rayon pour fournir la segmentation en profondeur. Suivant  $z$  il y a deux électrodes, la séparation se faisant en  $|\eta| = 0.8$  (voir figure 3.3).

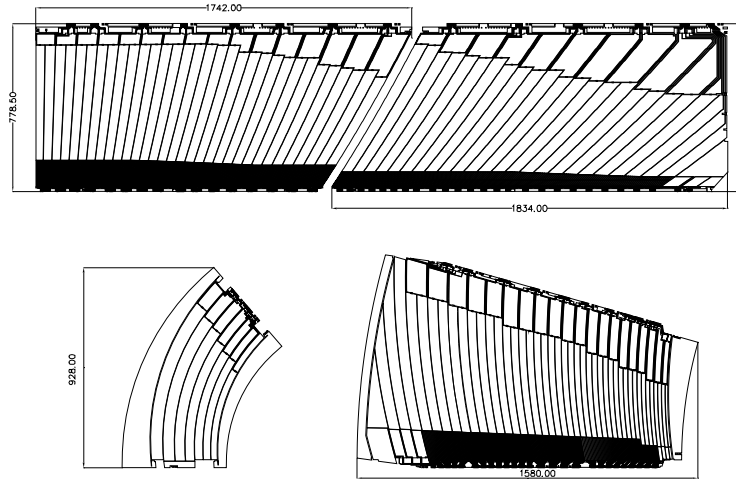
Dans les bouchons, les plis de l'accordéon sont parallèles à la direction radiale et se propagent axialement. Comme l'intervalle d'argon liquide augmente avec le rayon des bouchons, l'amplitude de la courbure et l'angle de pliage des absorbeurs et des électrodes varient avec le rayon. Radialement, il y a deux électrodes, la séparation se faisant en  $|\eta| = 2.5$  (voir figure 3.3) ce qui définit deux sous parties en forme de roues : la roue extérieure couvrant la région  $1.375 < |\eta| < 2.5$  et la roue intérieure couvrant la région  $2.5 < |\eta| < 3.2$ . La roue interne est segmentée longitudinalement en deux parties, alors que la roue externe est segmentée en trois compartiments.

On peut voir sur les figures 3.4 et 3.5 les profondeurs en longueurs de radiation et d'interaction des différents calorimètres.

La table 3.1 résume toutes les informations précédentes.

### 3.1.1 Reconstruction de l'énergie dans les calorimètres EM LArg

Le signal produit dans l'argon liquide est conduit hors du cryostat par les feedthroughs (FT, ou traversées étanches) vers les baies d'électronique front-end et une carte front-end (front-end board ou FEB) où le signal est amplifié en utilisant un préamplificateur qui est connecté à 4 cellules (un des trois gains haut, moyen et bas étant choisi en fonction de l'intensité du signal), mis en forme, enregistré dans le buffer analogique (SCA) et finalement digitisé. Jusqu'à 128 canaux (cellules) sont connectés à une même carte FEB (la chaîne d'électronique front-end est résumée sur la figure 3.7), la vue générale du système électronique d'acquisition, de calibration et de déclenchement

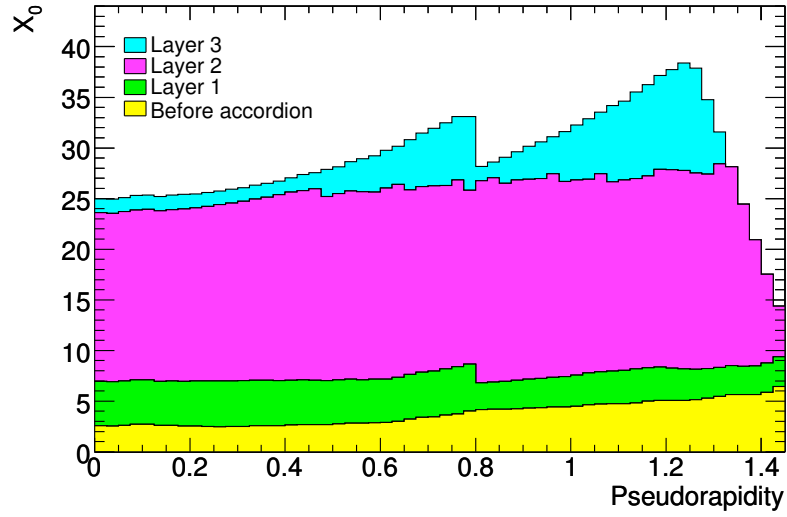


**FIGURE 3.3** – Plan des quatre types d'électrode avant pliage. Les deux électrodes supérieures sont pour le tonneau ( $|\eta| < 0.8$  et  $|\eta| > 0.8$ ) et les deux inférieures pour les roues intérieure (gauche) et extérieure (droite) du bouchon. Les dimensions sont données en millimètres. On peut voir le nombre de compartiments de chacun des sous-détecteurs.

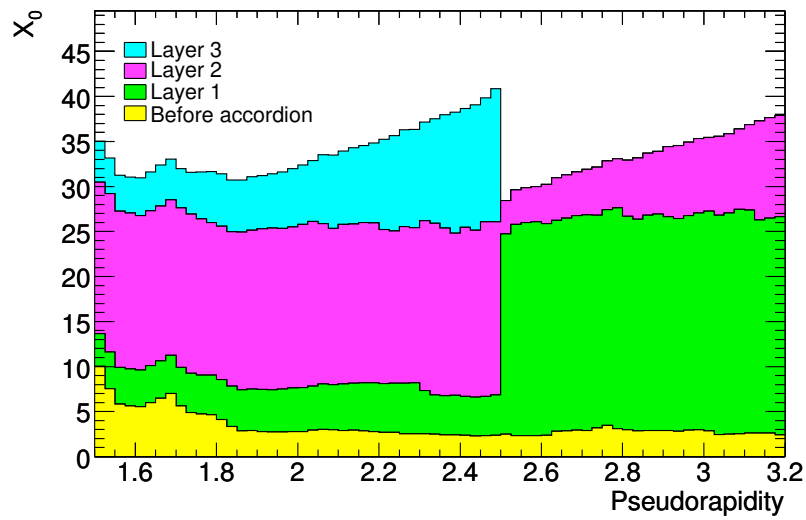
pour le calorimètre argon-liquide est aussi visible sur la figure 3.6. Habituellement, on identifie un canal électronique (correspondant à une cellule) par ses propriétés : barrel/endcap, côté A ou C, numéro de FT, numéro de la carte électronique front-end dans la baie (slot), numéro de canal sur la carte FEB. Le signal est échantillonné toutes les 25 ns et entre 5 et 32 échantillons sont enregistrés en fonction des paramètres de la prise de données. En sortie du calorimètre le signal a une forme triangulaire mais à la sortie de la carte FEB il ressemble à l'exemple de la figure fig 3.8. Les données sont ensuite transmises par des liens optiques vers le système de Read-Out qui va collecter toutes les données du calorimètre.

L'énergie et le temps du signal de chaque cellule sont calculés en utilisant une méthode de filtrage optimale (optimal-filtering) [12]. Ce calcul est effectué directement dans les DSP ("Digital Signal Processor" qu'on pourrait traduire par "processeur de signal numérique") mais peut éventuellement être refait durant la reconstruction si les échantillons ont été conservés pour ces événements. Cette méthode est typiquement utilisée dans le cas des données cosmiques : comme le temps de l'événement est aléatoire par rapport à l'horloge du détecteur il est nécessaire d'itérer sur un ensemble de coefficients de filtrage digital calculés pour différents décalages en temps de façon à reconstruire correctement le signal (pour les prises de données cosmiques 8 "phases" séparées de 3 ns ont été utilisées). Pour se représenter le concept de phase on peut se référer à la figure 3.8. Sur cette dernière on voit que les prédictions sont produites avec une mesure de l'amplitude du signal toutes les nanosecondes, alors que le signal de données n'est échantillonné qu'une fois toutes les 25 ns. Une phase correspond à un ensemble de 32 valeurs d'amplitude séparées de 25 ns, la différence entre deux phases vient du fait que chacun des 32 points est choisi avec un écart en temps de 3 ns par rapport au même point de la phase précédente. Ainsi chaque phase correspond à un intervalle de temps différent autour du pic du signal.

En plus de l'énergie  $E$  et du temps  $\tau$ , une quantité semblable à un  $\chi^2$  appelée le facteur de qualité (Q) est calculée en comparant la forme du signal enregistré avec la forme prédite pour un signal physique :

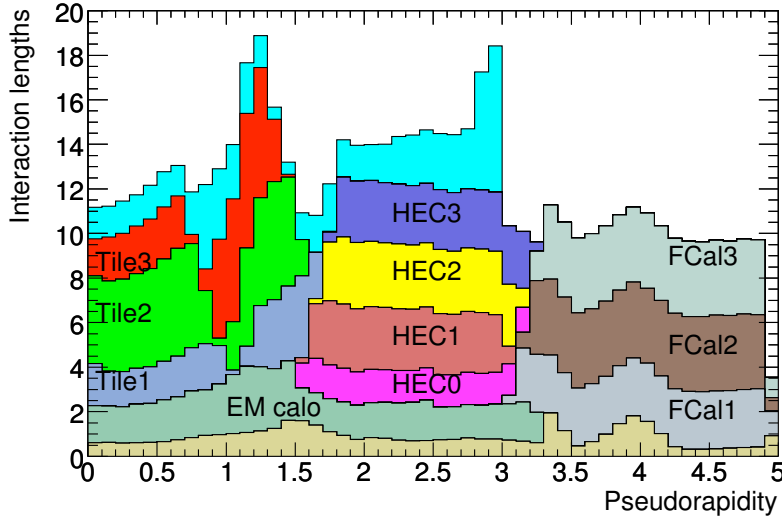


(a) tonneau



(b) bouchon

FIGURE 3.4 – Épaisseur, en longueurs de radiation, des différents compartiments des calorimètres tonneau (**haut**) et bouchon (**bas**), et quantité de matière en amont des calorimètres.



**FIGURE 3.5** – Valeur cumulée de matériel, en unité de longueur d’interaction, en fonction de  $|\eta|$ , à l’avant des calorimètres électromagnétiques, dans les calorimètres électromagnétiques, dans chacun des compartiments hadroniques et le total à la fin de la calorimétrie active.

$$E = \sum_{i=1}^n a_i (s_i - ped) \quad (3.1)$$

$$E\tau = \sum_{i=1}^n b_i (s_i - ped) \quad (3.2)$$

$$Q = \sum_{i=1}^n (s_i - ped - E(g_i))^2 \quad (3.3)$$

où  $ped$  est le piédestal,  $s_i$  les échantillons de signal (amplitude en coups ADC pour un temps donné) et  $g_i$  et  $g'_i$  sont respectivement la forme du pulse d’ionisation normalisée et sa dérivée en fonction du temps. Les poids de filtrage optimal,  $a_i$  et  $b_i$  sont évalués en minimisant les dispersions en  $E$  et  $E\tau$  produites par le bruit électronique (et le bruit d’empilement (pile-up) pour les ensembles de coefficients dérivés pour les données de collision), en prenant en compte la matrice d’autocorrélation du bruit. La figure 3.8 montre un exemple de comparaison entre la forme d’un signal enregistré et la forme d’un signal prédit.

Le niveau de bruit électronique dépend du sous-détecteur et du compartiment dans lequel la cellule se trouve, un résumé du niveau de bruit mesuré dans les différentes parties de la calorimétrie électromagnétique est disponible sur la figure 3.9. Il est typiquement de 10 à 30 MeV pour la partie électromagnétique (sauf pré-échantillonneur des bouchons électromagnétiques) et entre 200 et 500 MeV pour le HEC et le FCAL.

### 3.1.2 Performances

La résolution en énergie des différentes parties du système calorimétrique d’ATLAS est détaillée en table 3.2. La résolution dans la partie électromagnétique est très bonne, même à basse énergie.

Le détecteur est quasiment opérationnel à 100 %, seul 0.2 % soit 355 canaux sur les 173312 qui constituent la calorimétrie électromagnétique posent problème. Au niveau de la calorimétrie hadronique c’est environ 0.5 % des canaux qui sont problématiques.

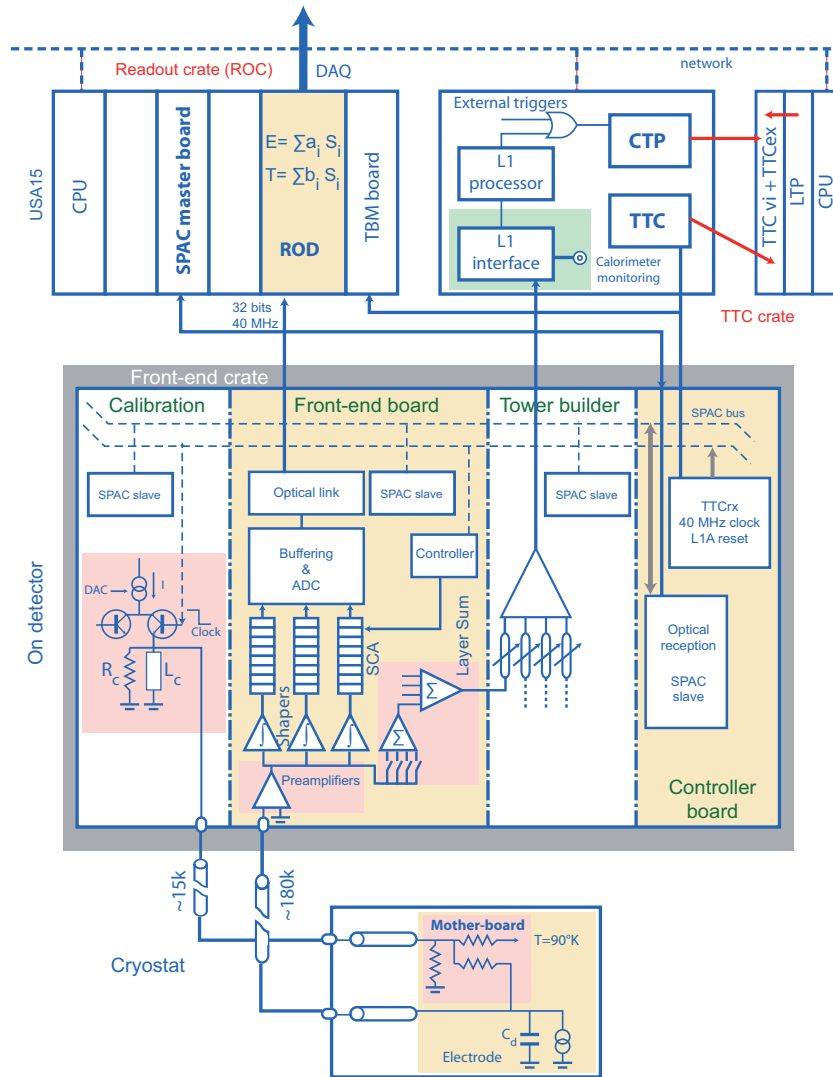


FIGURE 3.6 – Chaîne électronique globale de la calorimétrie d’ATLAS, ainsi que la position des différents modules de la chaîne par rapport au détecteur.

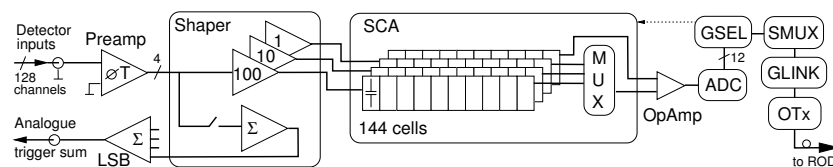
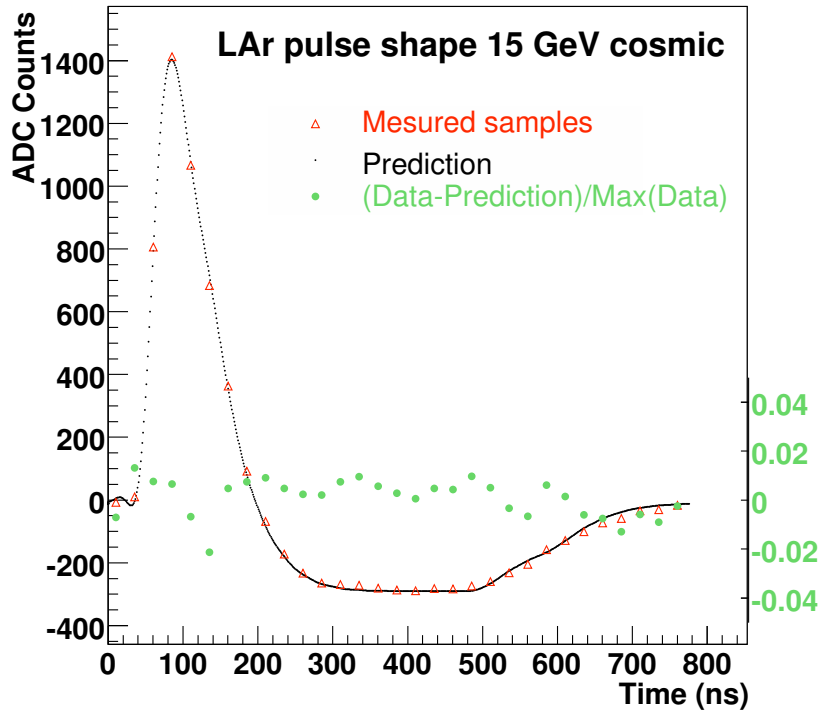
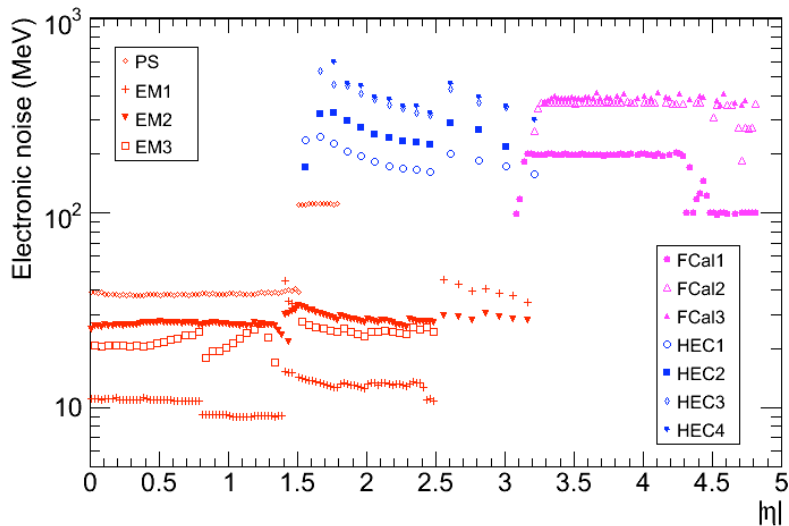


FIGURE 3.7 – Vue détaillée de la partie récupération et reconstruction du signal. Avec preamp le préamplificateur, shaper la mise en forme du signal, SCA la mémoire analogique, GLINK+OTX la partie en charge de la transmission optique des données.



**FIGURE 3.8** – Forme des signaux prédite (en noir) et enregistrée (en rouge) pour une cellule de la partie centrale du tonneau électromagnétique. La prédiction est construite à partir des données de calibration. Le signal est issu d’un événement de la prise de données cosmiques. On peut aussi voir en vert les écarts entre la prédiction et la simulation.



**FIGURE 3.9** – Distributions du bruit pour toutes les parties des calorimètres argon liquide. Les valeurs sont issues des mesures effectuées sur des événements de la prise de données cosmiques déclenchés par des triggers aléatoires. Pour chaque cellule la RMS du bruit est extraite puis une moyenne est effectuée pour un intervalle de  $|\eta|$  donné sur toutes les cellules en  $\phi$ . [6]

Calorimètre électromagnétique								
sous-détecteur	Barrel			EMEC				
intervalle en $ \eta $	0-0.8	0.8-1.4	1.4-1.8	1.8-2.0	2.0-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
Presampler	0.025 × 0.1			-				
Front	0.003 × 0.1		0.004 × 0.1	0.006 × 0.1		0.1 × 0.1		
Middle	0.025 × 0.025						0.1 × 0.1	
Back	0.05 × 0.025						-	
Épaisseur de plomb (mm)	1.53	1.1	1.7				2.2	
Gap d'argon liquide (mm)	2.1	2.8-0.9						3.1-1.8
$X_0$ total	26-33	21-38	31-35	31-32	32-35	35-41	28-33	33-38
$\lambda_A$ total	1.8-2.5	2.5-3.5	1.8-3.5	1.8				
fraction d'échantillonnage (%)	16-20			7-10				
nombre de voies	110208			63744				
Calorimètre hadronique								
sous-détecteur	Tile barrel	Tile extended barrel		HEC				
intervalle en $ \eta $	0-1.0	0.8-1.7		2.5-3.2		2.5-3.2		
Layer 0	-	-		0.1 × 0.1		0.2 × 0.2		
Layer 1	0.1 × 0.1	0.1 × 0.1		0.1 × 0.1		0.2 × 0.2		
Layer 2	0.1 × 0.1	0.1 × 0.1		0.1 × 0.1		0.2 × 0.2		
Layer 3	0.2 × 0.1	0.2 × 0.1		0.1 × 0.1		0.2 × 0.2		
$\lambda_A$ total	7.5-8.5	5.5-13.5		10				
nombre de voies	5760	4092		5632				

**TABLE 3.1** – Granularité du calorimètre électromagnétique ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ). Un “-” sur une ligne indique que la région en  $|\eta|$  n’est pas couverte par le compartiment correspondant.

256 des canaux problématiques du calorimètre électromagnétique viennent d’un problème au niveau de la chaîne de lecture des données. Depuis le 30 avril 2011 et jusqu’au 10 juillet, 6 cartes FEB étaient inaccessibles à cause de la perte d’une carte servant d’interface entre les cartes d’électronique frontale et les cartes d’acquisition (ROD). La connexion a été réparée pour 4 d’entre elles, les deux autres le seront durant l’arrêt hivernal.

Les autres canaux sont des canaux morts suite à un problème dans la chaîne de lecture à l’intérieur du détecteur (les cellules sont donc inaccessibles). Ils ne peuvent pas être récupérés pendant un arrêt prolongé durant lequel on ouvre le détecteur pour intervention.

Détecteur	Résolution requise	couverture en $ \eta $	
		mesure	déclenchement
Calorimétrie EM	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	$\pm 3.2$	$\pm 2.5$
Calorimétrie Hadronique	$\sigma_E/E = 50\%\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3.2$	$\pm 3.2$
tonneau et bouchons	$\sigma_E/E = 100\%\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 <  \eta  < 4.9$	$3.1 <  \eta  < 4.9$
FCAL			

**TABLE 3.2** – Résolution attendue des calorimètres électromagnétique et hadronique ainsi que la région en pseudo-rapacité couverte [6].



## 3.2 Le Facteur de Qualité

Le facteur de qualité, déjà entrevu dans la partie précédente, est calculé au niveau électronique sous la forme d'un entier qui caractérise l'accord entre le signal enregistré par une cellule et la prédiction (comme décrit dans l'équation 3.3).

Les applications potentielles sont nombreuses. Il peut être utilisé comme outil de vérification (monitoring) pour détecter les cellules bruyantes. Q peut aussi être utilisé offline pour supprimer de la reconstruction les cellules bruyantes par intermittence et que l'on ne veut pas masquer pour tous les événements. Il peut aussi servir à quantifier la qualité des clusters dans le but par exemple de réduire le taux de faux objets physiques (électrons, photons, jets, ...) ou de fausse énergie pour ces objets et en conséquence permet une meilleure mesure de l'énergie transverse manquante basée sur les objets physiques.

Il existe deux versions du facteur de qualité. La première est calculée dans les DSP de l'électronique d'acquisition : cette version est utilisée pour le monitoring pendant la prise de données et n'est pas utilisable pour les événements aléatoires comme les cosmiques qui ne sont pas synchronisés avec l'horloge du système de déclenchement. Inversement, la version calculée pendant la reconstruction peut être utilisée pour les cosmiques. Cette dernière est très similaire à celle calculée dans les DSP mais adaptée aux événements cosmiques (voir section 3.2.3).

Dans une première partie nous allons brièvement définir le facteur de qualité puis nous étudierons ses principales caractéristiques et son comportement. Dans une deuxième partie, nous présenterons l'étude effectuée sur les données cosmiques puis de collisions, ainsi que l'utilisation du facteur de qualité pour détecter les mauvaises cellules et faux objets physiques.

Cette étude a commencé au début de ma thèse et la compréhension du problème a évolué avec le temps en même temps que le calcul du facteur de qualité s'est bonifié pour pallier aux limitations que nous avons rencontrées.

### 3.2.1 Définition et contenu

Deux informations sont disponibles (sous la forme d'un entier), le premier (quality) contient la valeur du facteur de qualité pour la cellule étudiée (équation 3.3). Cette valeur ne peut pas être supérieure à 65535 car codée sur 16 bits. Si le calcul conduit à un Q plus grand que 65535, la valeur sera ramenée à 65535. Le deuxième entier ("provenance") contient des informations sur la convergence du calcul, l'outil utilisé pour la reconstruction et la base de données utilisée pour la prédiction.

Une nouvelle information est disponible depuis début 2010 dans "provenance". Un nouveau bit a été ajouté pour fournir une information sur l'état de la cellule. Si la cellule est par exemple sur la liste des cellules très bruyantes ou sur la liste des cellules bruyantes de façon intermittente, l'information est désormais disponible directement dans "provenance".

### 3.2.2 Dépendance en fonction de l'énergie reconstruite

Une simulation simplifiée a été construite pour étudier le comportement du facteur de qualité dans un environnement totalement contrôlé. Ainsi on peut calculer le facteur de qualité à partir de signaux enregistrés et prédits sélectionnés, en choisissant une forme et une amplitude prédéfinie pour le bruit et on peut introduire des distorsions sur la forme du signal enregistré pour reproduire des effets comme le bruit cohérent et les problèmes de calibration. Ceci nous permet aussi d'introduire un délai en temps entre le maximum du signal enregistré et prédit, ce délai est en réalité une variable continue mais dans cette étude elle a été discrétisée en utilisant un pas de 1 ns. Ce délai représente l'arrivée en temps aléatoire pour un cosmique, des particules hors temps provenant du faisceau ou un résidu d'alignement en temps de l'électronique de lecture.

Nous avons décidé d'utiliser les deux méthodes de simulation du signal dans le calorimètre argon liquide : RTM (Response Transformation Method) [13] et FPM (First Principle Method) [13]. Ces deux méthodes sont utilisées par le groupe de Calibration d'ATLAS pour prédire la forme du signal physique enregistré par chaque cellule des calorimètres Argon Liquide. La méthode utilisée pendant la reconstruction est la méthode RTM. Les deux méthodes utilisent le signal mesuré en réponse à des pulses de calibration de chacune des cellules pour calculer un ensemble de coefficients OFC (Optimal Filtering Coefficients) (voir équation 3.2 et 3.3) et créer un signal physique prédit pour chaque cellule et pour différents décalages en temps signal-lecture du signal (connus aussi sous le nom de phases).

Dans le but de comprendre les différents effets observés durant les prises de données cosmiques plusieurs combinaisons ont été testées.

D'abord le signal prédit par la méthode RTM a été comparé au signal de physique prédit par la méthode FPM. Les formes prédites par les deux méthodes diffèrent, bien qu'elles reproduisent de façon satisfaisante les signaux de calibration. Ceci introduit un effet équivalent à la systématique liée à la forme du signal prédit. Même avec un timing parfait entre prédiction et signal enregistré cet effet systématique va entraîner une dépendance quasi quadratique du facteur de qualité avec l'énergie à partir du moment où l'énergie est suffisamment importante pour que le bruit soit négligé. La dépendance quadratique dans l'amplitude est attendue d'après la forme de l'équation 3.3 : lorsque le bruit électronique gaussien est négligeable, les signaux réels sont le produit de la forme réelle par l'amplitude, de même pour la prédiction. L'amplitude au carré se factorise et le coefficient est la différence quadratique entre formes réelle et prédite (aux systématiques près).

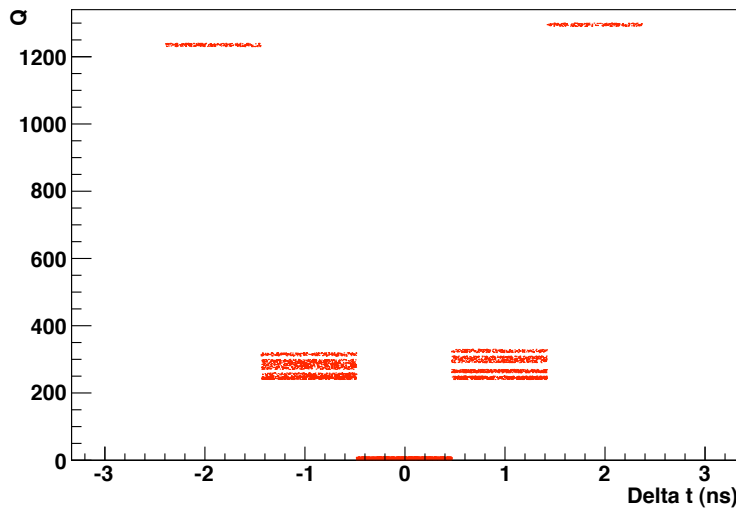
Nous avons alors étudié l'impact du décalage en temps. Cet effet est la source principale des grandes valeurs de  $Q$  pour des événements cosmiques. Des signaux prédits, séparés d'un intervalle de 3 ns sont utilisés dans la procédure itérative, ainsi même si la procédure trouve le timing le plus précis, la forme du signal prédit peut être décalée de 0, 1 ou 2 ns par rapport au temps vrai du signal physique simulé. Un désalignement en temps a le même effet qu'une distorsion entre les deux signaux dans le calcul du facteur de qualité, ce qui augmente artificiellement la valeur de  $Q$ . De plus, à cause du bruit, parfois la mauvaise phase est choisie durant les itérations : l'écart est alors supérieur à 3 ns et la valeur de  $Q$  augmente exponentiellement... comme on peut le voir sur la figure 3.10. Sur cette figure on considère une cellule du compartiment milieu, on fixe une amplitude et on effectue plusieurs tirages aléatoires grâce auxquels on fixe un écart de temps (compris entre 0 et 25 ns par pas d'une nanoseconde) entre les deux maximums des signaux prédits par les deux méthodes de calibration d'ATLAS pour cette cellule. On effectue ensuite une procédure itérative semblable à celle utilisée en 2009 pour la reconstruction, qui consiste à tester 8 phases différentes. Lors de notre procédure itérative on essaye successivement chacune des 8 phases et c'est la phase qui est en meilleur accord avec le signal qui est choisie.

Quand l'écart en temps est discret et que le niveau de bruit est relativement bas, la distribution du facteur de qualité pour une cellule donnée et une phase donnée n'est pas un continuum pour un intervalle donné d'amplitude du pulse (un bruit gaussien avec une RMS de l'amplitude de 1.5 coups ADC et différentes simulations dans un intervalle de 400 coups ADC en amplitude ont été utilisés) : dans le cas de notre cellule de la figure 3.10 cela se traduirait pas un élargissement selon l'axe  $y$  de toutes les bandes observées.

Pour être plus quantitatif, au lieu d'utiliser deux prédictions différentes de la forme du signal, nous en avons utilisé une seule mais en introduisant des distorsions. Plusieurs cas ont été étudiés :

- une distorsion affectant un seul échantillon, avec une amplitude donnée en coups ADC ou un pourcentage lié à l'amplitude du signal.
- une distorsion affectant deux échantillons ou plus avec un signe identique ou différent.

Une nouvelle variable a été introduite : le résidu. Il représente la différence entre les signaux physiques simulés et les prédictions pour chaque échantillon normalisé à l'amplitude de la forme physique :



**FIGURE 3.10** – Effet du  $\Delta t$  entre les signaux prédits et simulés sur la valeur du facteur de qualité. Plus le  $\Delta t$  est grand, plus  $Q$  est grand. La distribution est obtenue à partir des prédictions des deux méthodes de calibration d’ATLAS pour une cellule donnée, à une amplitude donnée et séparées d’un intervalle variable en temps.

$$\text{résidu} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\text{recorded}_i - \text{predicted}_i)^2}{\sum_{i=1}^n (\text{recorded}_i)^2}} \quad (3.4)$$

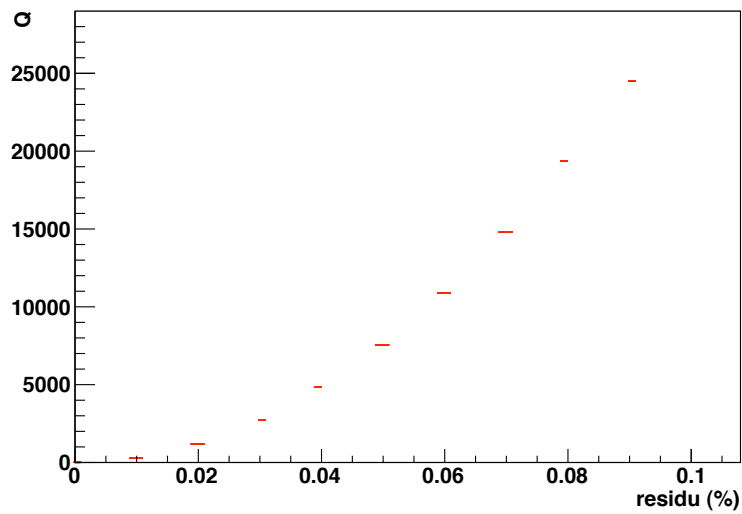
La dépendance entre le facteur de qualité et le résidu a été étudiée (voir figure 3.11). L’effet sur la valeur de  $Q$  n’est pas aussi important que l’effet dû à  $\Delta t$  mais est quand même non négligeable. Sur la figure on voit, pour une cellule donnée avec une amplitude donnée, l’effet d’une variation aléatoire de la position d’un des échantillons du signal autour de sa valeur réelle. De plus, quelques configurations de distorsions peuvent augmenter le taux de sélection de la mauvaise phase dans la procédure itérative. Typiquement, dans les données de collisions un résidu de 0.2% est observé pour les cellules (mais ce chiffre dépend de la taille et de la position de la cellule).

Enfin pour illustrer ce qui se passe réellement au niveau de la prise de données on a effectué une troisième simulation. Toujours en étudiant la même cellule du compartiment milieu, en utilisant juste la prédiction de la méthode FPM, on fait varier 3 paramètres à la fois, outre l’écart en temps qui peut être compris entre 0 et 25 ns, et le résidu qui peut être de l’ordre de 10 %, on fait aussi varier l’amplitude du signal (entre 800 et 1200 coups ADC). On peut observer l’effet des trois paramètres sur la figure 3.12.

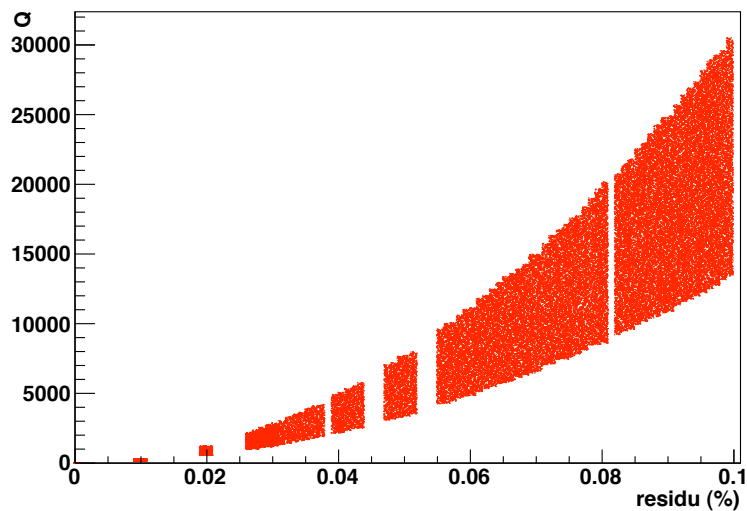
La conclusion reste la même : le plus grand effet est dû au choix de la mauvaise phase, c’est inévitable pour les cosmiques mais ne doit pas se produire pour les collisions. Cela signifie aussi que seul le comportement général du facteur de qualité déduit des études sur les prises de données cosmiques effectuées avant les premières collisions peut être transposé à ces dernières.

### 3.2.3 Utilisation du facteur de qualité sur les données cosmiques

L’essentiel de cette étude a été effectué sur des données cosmiques. Les événements ont été déclenchés sur des dépôts calorimétriques ou sur des signaux provenant des chambres de déclenchement du système à muons. Le taux d’événements était très faible ce qui nous permettait d’enregistrer tous les échantillons de tous les événements et d’étudier le maximum de problèmes possibles. L’inconvénient majeur restait le fait que les données arrivaient à des temps totalement



**FIGURE 3.11** – Dépendance de  $Q$  en fonction de la distorsion du signal prédit quantifiée par la valeur du résidu.



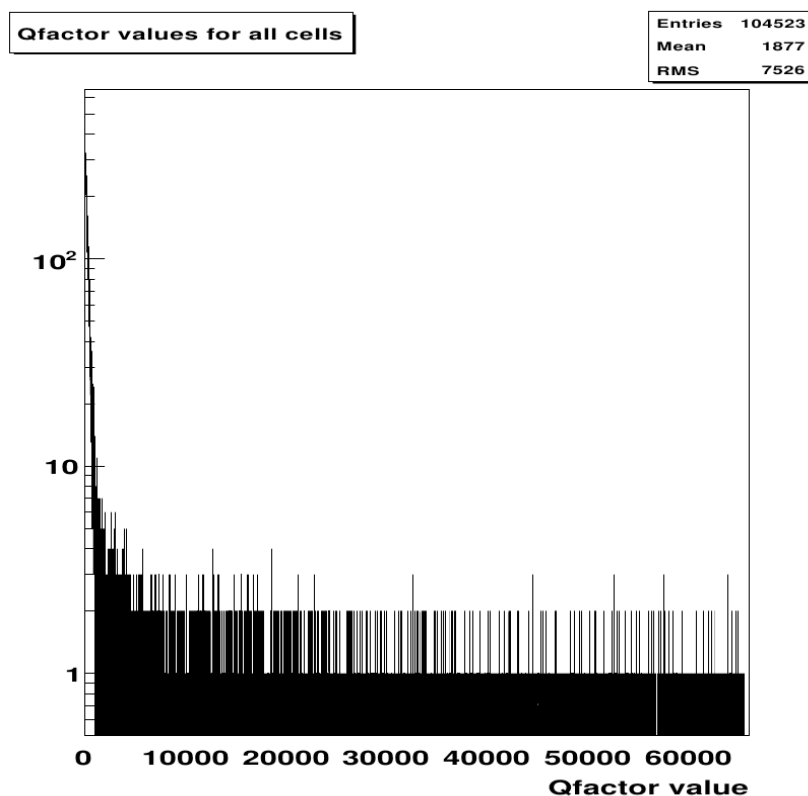
**FIGURE 3.12** – Distribution de la valeur de  $Q$  pour une cellule du compartiment milieu, la prédiction étant issue de la méthode de calibration FPM et le signal simulé issu de la même distribution mais affecté par un décalage en temps variable, une amplitude variable et une distorsion variable mesurée par la valeur du résidu.

aléatoires, ce qui nous obligeait à procéder par itérations pour reconstruire la bonne phase pour le signal (avec les imprécisions évoquées ci-dessus). De plus les cosmiques ne pointant pas vers le centre du détecteur, on ne pouvait pas appliquer des critères de sélection basés sur la forme des dépôts d'énergie.

### 3.2.3.a Recherche de mauvais canaux

En 2007/2008 a eu lieu la première campagne de prise de données cosmiques avec le détecteur complet. Le but premier de cette prise de données a été de valider la chaîne d'acquisition-reconstruction et de détecter le plus de problèmes possibles. Durant le premier reprocessing de l'ensemble des données cosmiques, en décembre 2008, le facteur de qualité était calculé pour toutes les cellules ayant une énergie supérieure à 250 MeV (et mis à 0 autrement).

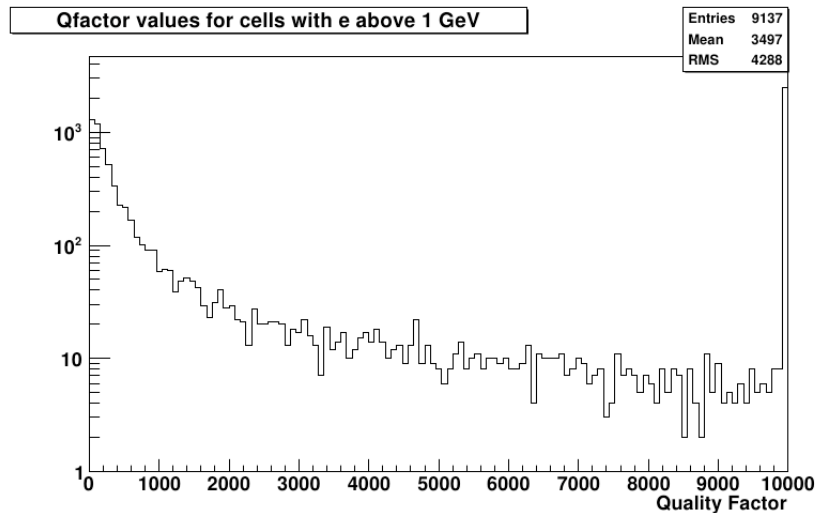
Le facteur de qualité a été étudié pour toutes les cellules des calorimètres électromagnétiques (fig 3.13) et pour les cellules d'énergie supérieure à 1 GeV (fig 3.14). On peut effectuer quelques observations :



**FIGURE 3.13** – Facteur de qualité pour toutes les cellules d'énergie positive dans les calorimètres à argon liquide pour les événements des données cosmiques de 2008.

- Il n'y a pas d'accumulation au bout du spectre. Ce qui signifie qu'il n'y avait pas de saturation du facteur de qualité (dans le code, Q retombait à zéro au delà de 65535...) ce problème a été corrigé immédiatement après mais il n'affectait pas les conclusions de l'étude.
- Il y a beaucoup de cellules avec  $Q = 0$ . C'était attendu car la plupart de ces cellules ont une énergie inférieure à 250 MeV pour un événement cosmique (3.13), c'était plus intrigant pour les cellules de haute énergie (3.14).

La première raison de cet excès de cellules à  $Q=0$  vient des conditions du reprocessing des données. Les cellules dans les gains moyen et bas ont  $Q = 0$  car il n'y avait pas assez de mé-



**FIGURE 3.14** – Facteur de qualité pour toutes les cellules d’énergie supérieure à 1 GeV. L’échelle a été réduite à 10000 pour une meilleure visibilité, le dernier bin cumule toutes les entrées avec  $Q > 10000$ .

moire disponible pour inclure les signaux prédits pour ces deux gains dans le reprocessing. Pour ces cellules, l’énergie reconstruite peut aussi être mise en doute, car calculée à partir d’un autre algorithme que celui utilisé habituellement. Elles ont donc été exclues de l’étude.

La deuxième explication vient du software. Les cellules avec un échantillon du signal saturé (0 ou 4095 coups ADC) étaient rejetées par l’outil en charge du calcul du facteur de qualité. Ceci a été corrigé. Il peut arriver qu’un échantillon soit saturé si le signal est trop retardé pour que la sélection de gain fonctionne.

La dernière raison était que quelques cellules avaient des énergies négatives (majoritairement du fait du bruit cohérent) et Q n’avait pas été enregistré dans ce cas. Ce type de cellules peut affecter le calcul de l’énergie pour les objets physiques comme les jets ou les clusters  $e/\gamma$  il est donc important de vérifier la qualité de l’estimation de leur énergie. En conséquence, le facteur de qualité est désormais calculé pour les cellules ayant une énergie absolue supérieure à 250 MeV.

Après avoir supprimé les cellules avec  $Q = 0$ , plus de 91000 signaux subsistaient (Fig 3.15) et parmi eux 6430 avaient un facteur de qualité supérieur à 4000. Cette coupure a été choisie pour être clairement dans la queue de la distribution, loin du pic pour éviter de marquer les bonnes cellules de haute énergie (comme le facteur de qualité dépend de l’amplitude du signal).

Plus de 70 % des cellules ayant un facteur de qualité calculé provenaient du presampler des calorimètres bouchons. C’est compréhensible du fait que le niveau de bruit est plus élevé à cet endroit que n’importe où dans le calorimètre comme on peut le voir sur la figure 3.9 et 250 MeV correspond à moins de  $3\sigma$  du bruit pour ces cellules. Il a été décidé d’ignorer cette partie du calorimètre dans l’étude comme l’énergie était toujours basse et provenait d’une fluctuation du bruit.

Après avoir enlevé le presampler des bouchons, la forme de la distribution du facteur de qualité est changée. Comme le facteur de qualité des signaux provenant de cette partie était largement dominé par le bruit, sa valeur moyenne était plus grande que celle des bons signaux d’ionisation. La distribution est désormais légèrement déplacée vers la gauche. Seul 24620 signaux subsistent, (Fig 3.16), parmi lesquels 6226 ont un Q supérieur à 4000. Il a fallu comprendre l’origine des mauvais signaux qui constituent ce dernier lot.

Une distribution en  $\eta$ - $\phi$  des cellules ayant une qualité supérieure à 4000 (Fig 3.17) souligne le fait que les groupes de 4 canaux bruyants sont une fraction importante des entrées au delà de

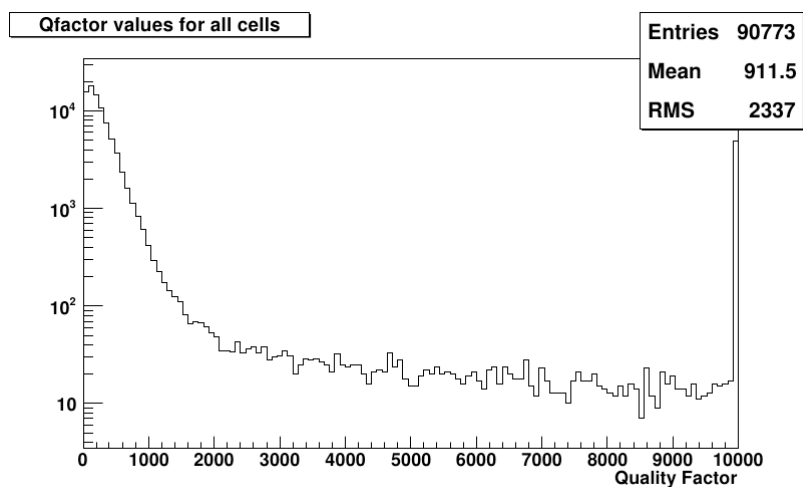


FIGURE 3.15 – Q pour toutes les cellules pour lesquelles Q est différent de 0. L'échelle a été réduite à 10000 pour une meilleure visibilité, le dernier bin cumule toutes les entrées avec  $Q > 10000$ .

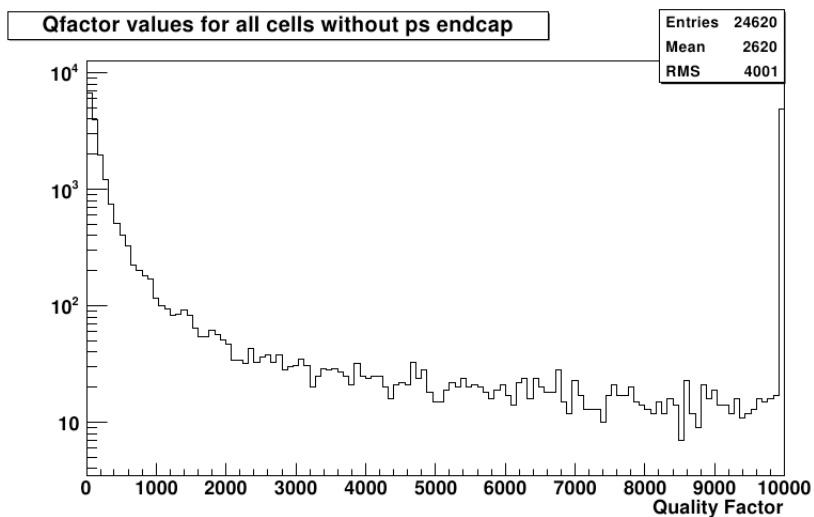


FIGURE 3.16 – Facteur de qualité pour toutes les cellules ayant Q différent de 0 et sans le presampler des bouchons. L'échelle a été réduite à 10000 pour une meilleure visibilité, le dernier bin cumule toutes les entrées avec  $Q > 10000$ .

4000. Ces groupes de 4 canaux sont liés électroniquement et correspondent à un preamplificateur sur la carte FEB. Ceci a permis de mettre à un jour un problème au niveau d'une partie des cartes FEB : à la fin du processus de fabrication les cartes FEB sont lavées et séchées. Il se trouve qu'un lot de ces cartes a été soit mal séché, soit lavé avec un produit corrosif ou alors conditionné dans un environnement humide, ce qui a entraîné l'apparition de corrosion au niveau des soudures des préamplificateurs, impactant la qualité du signal délivré par ces derniers. Les cartes ont été changées physiquement durant l'arrêt de la fin 2009, le problème est désormais réglé.

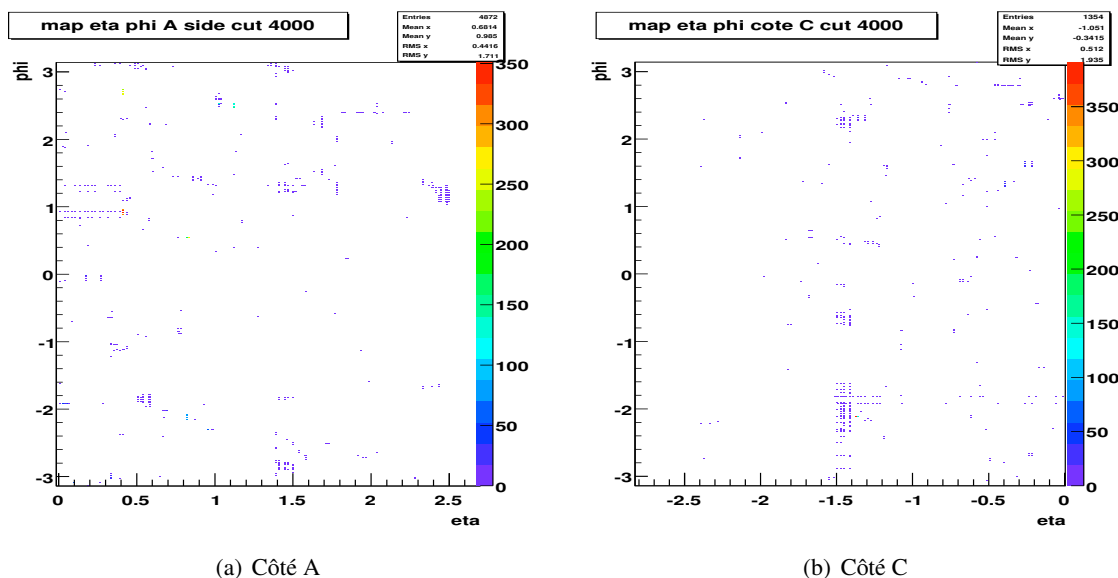


FIGURE 3.17 – Distribution  $\eta$ - $\phi$  de toutes les cellules au delà de 4000.

Ces groupes de cellules faisaient aussi partie de la liste des cellules périodiquement bruyantes : elles peuvent apparaître bruyantes épisodiquement pendant quelques heures. Durant le reprocessing de mars 2009 un changement a été effectué : si une de ces cellules apparaissait pendant une prise de données avec un facteur de qualité supérieur à 4000, son énergie pour cet événement était mise à zéro, ainsi elle n'était plus un problème au niveau de la reconstruction des objets physiques.

Après avoir supprimé les cellules périodiquement bruyantes, plus de 80 % des entrées au delà de 4000 disparaissent (Fig 3.18). Il reste cependant 955 entrées non expliquées.

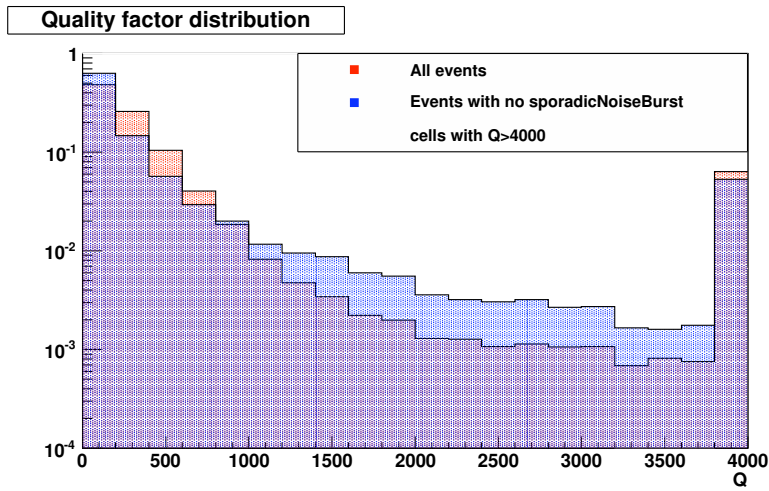
Pour une grande fraction des cellules restantes, la forme du signal ressemble à celle d'un crosstalk d'une cellule voisine (les cellules voisines ont un crosstalk de quelques pourcents par couplage capacitif ou inductif [13]). En particulier les signaux de haute énergie déforment par crosstalk les signaux issus des cellules voisines, ce qui contribue à la queue de la distribution du facteur de qualité. De plus quand une de ces cellules est dans le gain moyen ou bas,  $Q$  n'étant pas calculé, on ne pouvait pas juger la qualité du signal. Nous avons donc ignoré dans la suite de l'étude les événements avec une cellule dans un de ces deux gains.

Ainsi, 25 % du nombre total de signaux sont supprimés (Fig 3.19) mais 66 % des entrées au delà de 4000 (Fig 3.20 et la comparaison sur la figure 3.21). Seules 316 entrées restent, réparties équitablement entre les côtés A et C.

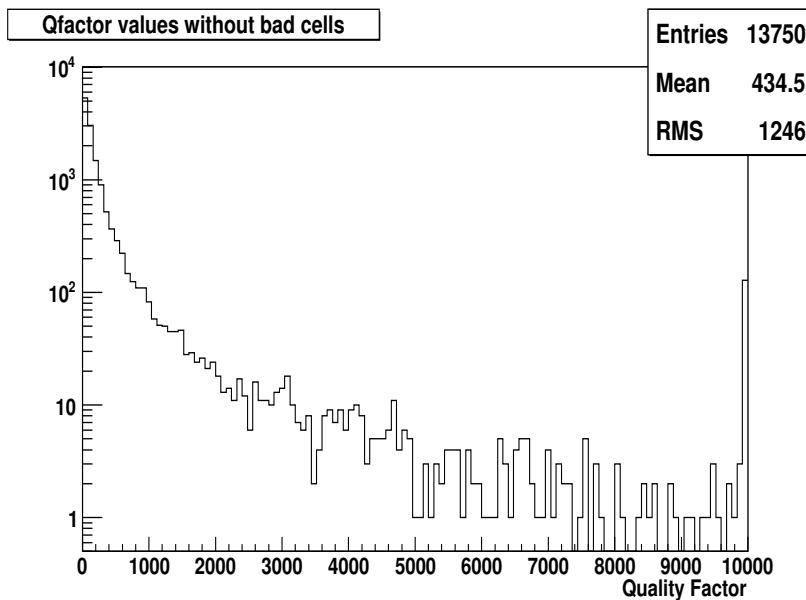
En regardant la distribution  $\eta$ - $\phi$  des signaux (figure 3.22), la plupart des entrées semblent groupées. Une inspection plus poussée de la forme des signaux indique une corrélation au sein d'un même événement. La distribution FT-slot des signaux (figure 3.23) montre que dans une fraction des cas ces signaux sont issus d'une même carte FEB, ce qui incrimine une cellule ou un groupe de cellules associé à cette dernière.

95 % des entrées au delà de 4000 ont été expliqués, de plus il a été montré que notre méthode





**FIGURE 3.18** – Comparaison entre les distributions de facteur de qualité pour tous les signaux et après suppression des signaux provenant de cellules périodiquement bruyantes. Les deux distributions sont normalisées à un pour mettre en avant la différence de la forme de la distribution et en particulier le dernier bin.



**FIGURE 3.19** – Distribution du facteur de qualité pour tous les signaux sans bruit cohérent, crosstalk et bruit sporadique.

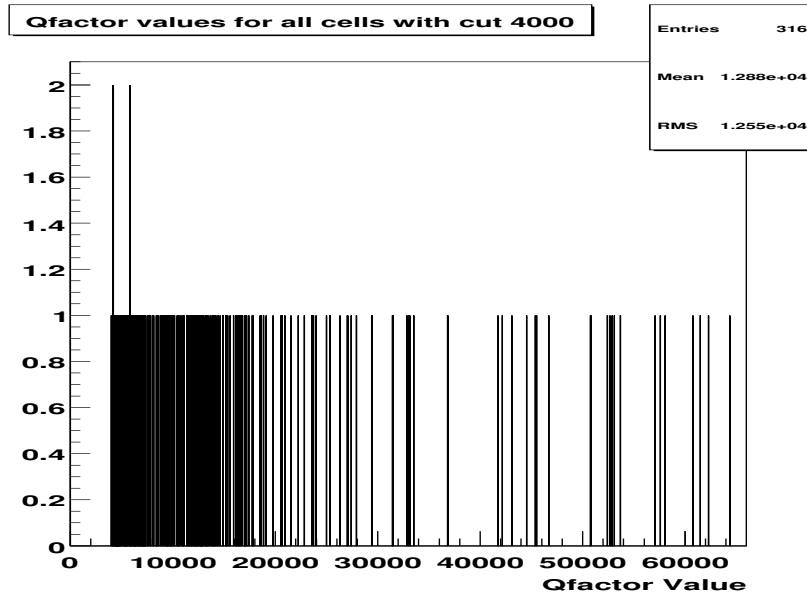


FIGURE 3.20 – Distribution du facteur de qualité pour tous les signaux au delà de 4000 sans bruit cohérent, crosstalk et bruit sporadique.

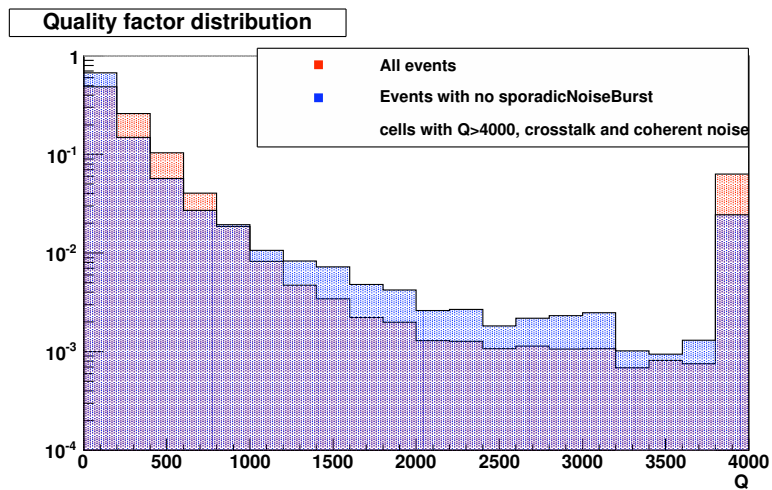


FIGURE 3.21 – Comparaison entre les distributions de facteur de qualité pour tous les signaux et après nettoyage. Les deux distributions sont normalisées à un pour mettre en avant la différence de la forme de la distribution et en particulier le dernier bin.

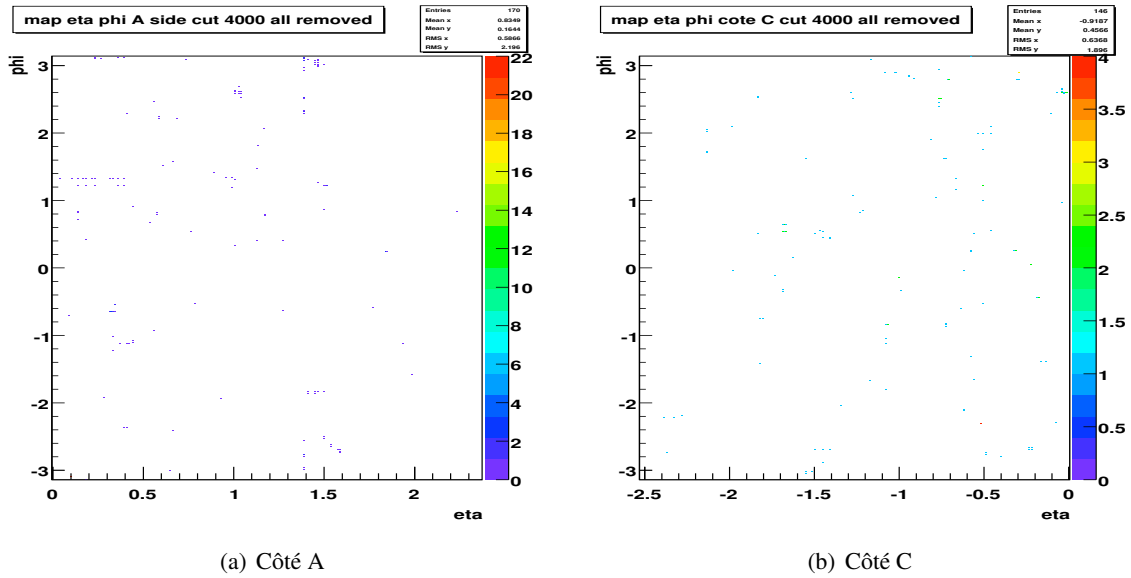


FIGURE 3.22 – Distribution  $\eta$ - $\phi$  des signaux restants au delà de 4000.

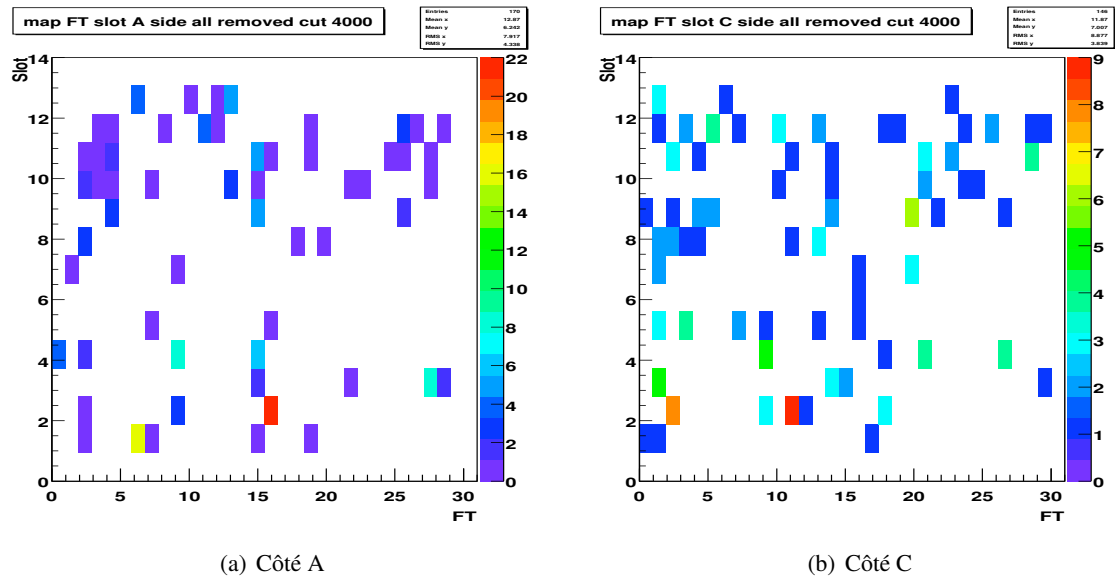
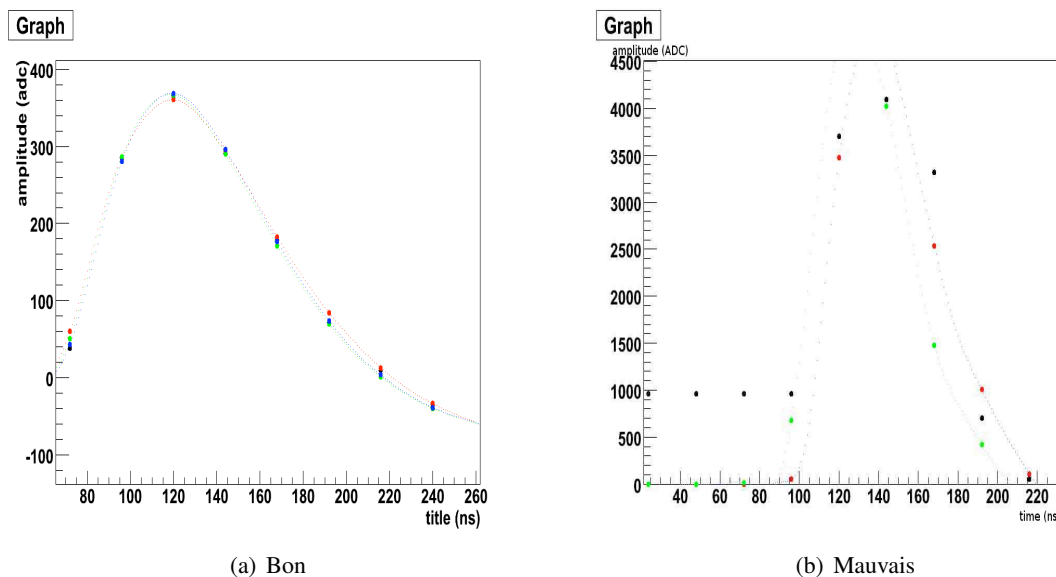


FIGURE 3.23 – Distribution FT-Slot des signaux restants au delà de 4000, ici un bin correspond à une FEB.

est efficace pour détecter les signaux provenant de cellules bruyantes par intermittence et de bruit cohérent. Pour illustrer le propos on peut voir sur la figure 3.24 un exemple de bon et de mauvais signal enregistrés accompagnés des prédictions.



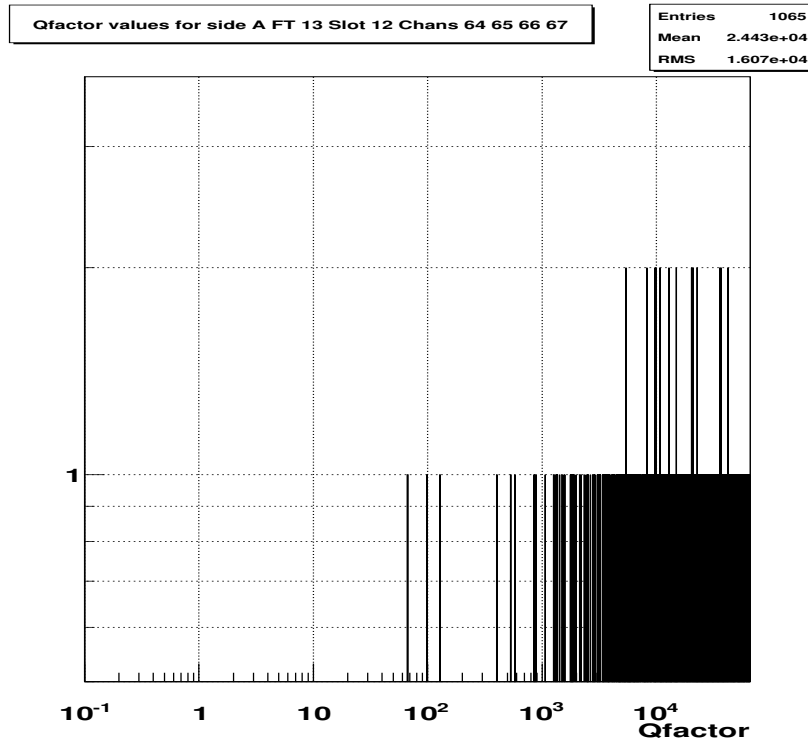
**FIGURE 3.24** – Exemple d’un bon signal et d’un mauvais signal (saturé) enregistrés accompagnés des prédictions par les méthode RTM (vert) et FPM (rouge).

Pour savoir si les mauvaises cellules identifiées précédemment étaient susceptibles de poser problème pour les objets physiques, nous avons étudié les clusters  $e/\gamma$ . Un cluster  $e/\gamma$  est un groupe de cellules de taille fixe (3 par 7), centré sur un “germe” (on utilisera par la suite la dénomination anglaise “seed”)(une cellule au dessus d’un certain seuil : 1 GeV dans notre cas). Il y avait beaucoup plus de clusters que ce qui est attendu dans le cas des seuls événements cosmiques et la distribution du nombre de clusters en fonction du temps montrait des pics pointant vers les canaux problématiques par intermittence. La distribution  $\eta$ - $\phi$  des clusters montrait des régions “chaudes”, nous indiquant qu’un petit nombre de canaux problématiques est la cause de la plupart des faux clusters. Une étude détaillée de la forme des signaux provenant des cellules à l’intérieur des clusters  $e/\gamma$  confirma que la majorité des clusters électromagnétiques étaient non physiques, causés par un nombre réduit de cellules produisant toutes des signaux quasiment identiques. La distribution du facteur de qualité pour les cellules à l’intérieur d’un cluster électromagnétique est montrée en figure 3.25. Effectivement, la plupart des cellules ont un facteur de qualité très grand et la coupure définie précédemment permet d’éliminer la plupart des faux clusters en éliminant les seeds issues de mauvaises cellules. La prochaine section étudie la façon dont le facteur de qualité peut être utilisé pour vérifier la qualité des candidats restants.

Ces études montrent que compter le nombre de fois où la fraction d’événements pour lesquels une cellule donnée a un facteur de qualité supérieur à 4000 est utile pour détecter les canaux problématiques. Cela a été implémenté au niveau du monitoring online et offline des calorimètres à Argon Liquide et a été utilisé pour la première fois lors de la campagne de données cosmiques en juillet 2009.

### 3.2.3.b Rejection des mauvais objets

Une étude a été effectuée pour déterminer si le facteur de qualité est assez efficace pour détecter et rejeter de mauvais objets physiques comme des photons, des topoclusters (décrits dans la section



**FIGURE 3.25** – Facteur de qualité pour les cellules appartenant à de mauvais clusters EM. Les cellules avec  $Q = 0$  sont omises.

3.5.1). Cette étude a été réalisée à une époque où seules des données cosmiques étaient disponibles, elle porte uniquement sur les photons et les topoclusters.

La difficulté est d’isoler une sélection de “bons” candidats photons ou de “bons” topoclusters. La plupart des vrais photons proviennent d’interactions exceptionnelles de muons. La façon la plus simple de procéder pour obtenir une sélection de faux photons aurait été d’utiliser les événements issus de triggers aléatoires mais la statistique était trop limitée.

Les critères standard d’identification  $e/\gamma$  (forme de la gerbe, fraction d’énergie dans les différentes couches du calorimètre) étaient mal adaptés aux événements cosmique. Au lieu de cela, les candidats photons dans l’extrapolation d’une trace possédant au moins 8 coups dans le Semi-Conductor Tracker (SCT, une partie du détecteur interne) provenant d’événements déclenchés sur la présence de traces dans le détecteur interne furent utilisés. À cause de nos critères de sélection la statistique était faible car une large majorité de muons cosmiques ne sont pas projectifs et n’engendrent donc pas de trace satisfaisant nos critères, de plus même si les critères sur la trace sont satisfaits, rien ne garantit qu’un candidat photon se trouve dans l’extrapolation de cette trace. Ainsi notre sélection de référence ne contient que 500 candidats photons.

Ce lot de candidats photon (constitué par tous les candidats photons restants) est un mélange de bons et de mauvais photons dans des proportions inconnues. Plusieurs variables ont été testées pour séparer ces deux populations. Nous avons considéré le facteur de qualité de la cellule la plus énergétique du cluster mais aussi la qualité moyenne du cluster, la qualité moyenne des cellules constituant 90 % de l’énergie totale du cluster. De plus, nous avons essayé de prendre en compte la dépendance en énergie du facteur de qualité.

L’analyse a rencontré deux problèmes :

- La dépendance du facteur de qualité avec le temps d’arrivée des cosmiques par rapport à la lecture de l’électronique, qui a déjà été montrée dans la section 3.2.1. Un écart de deux nanosecondes entre le signal et le signal simulé de référence entraîne une variation

variable	Q 90%	% de rejection de faux photons
cellule la plus énergétique	3900	11.9
cellule de plus grand Q	4850	16
qualité moyenne du cluster	2150	14

variable	Q 95%	% de rejection de faux photons
cellule la plus énergétique	6650	9
cellule de plus grand Q	8350	13
qualité moyenne du cluster	3100	11.5

**TABLE 3.3** – Fraction de candidats photons rejetés dans la sélection d’analyse pour une efficacité donnée de 90 et 95 %. Q 90% (respectivement 95%) est la valeur de Q telle que 90% des bons photons ont  $Q < Q_{90\%}$ .

d’un facteur deux sur la valeur du facteur de qualité. Dans les données cosmiques, cet effet apparaît car les phases de référence sont séparées de 3 ns. De plus, nous avons découvert une erreur dans le code de calcul du facteur de qualité qui pouvait entraîner un écart en temps supérieur à la moitié de la largeur naturelle du bin. Le code itérant à travers tous les bins en temps s’arrêta dès que l’écart en temps mesuré était inférieur à la largeur du bin (3ns) même si le template suivant aurait pu conduire à un écart entre prédiction et signal plus faible que celui choisi. Dans ces données, le  $\Delta_t$  pouvait ainsi atteindre 5ns, ce qui élargissait considérablement la distribution du facteur de qualité. À l’époque de l’étude aucun échantillon de données avec le problème corrigé n’étant disponible, l’effet n’a pas pu être quantifié.

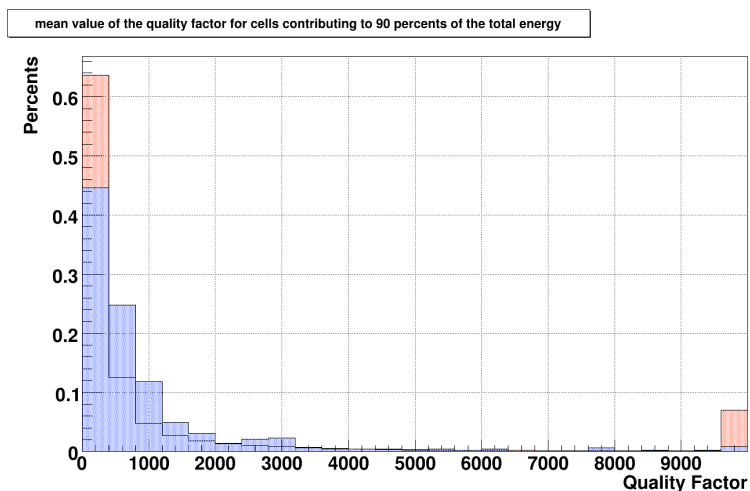
- Le deuxième problème est issu du fait que la plupart des cosmiques produisent des dépôts d’énergie relativement petits. Comme les clusters ont des énergies faibles, la fraction de cellules au delà de 250 MeV (la limite à partir de laquelle le facteur de qualité est calculé) est petite et l’impact du facteur de qualité réduit. Les clusters  $e/\gamma$  ont une taille fixe de  $7 \times 3$  cellules, ce qui signifie qu’ils contiennent plus de 60 cellules réparties sur les trois couches du calorimètre. Pour un photon cosmique il y a en moyenne moins de 4 cellules contenant 90 % de l’énergie totale du cluster et moins de 7 cellules avec une énergie au delà de 250 MeV. La situation est identique pour les topoclusters.

Du fait de ces limitations, les distributions des variables liées au facteur de qualité sont très similaires entre les deux sélections (bons photons et tout venant) excepté en bout de spectre où une population de faux photons a des valeurs de facteur de qualité très grandes. On peut le voir sur les figures 3.26, 3.27 et 3.28 ainsi que dans la table 3.3. 7 % de la sélection d’analyse peut être rejetée comme faux photons tout en conservant une efficacité supérieure à 99.8 % pour la sélection de bons candidats. La table 3.3 montre que si l’on accepte de perdre 5 % ou 10 % de bons photons on ne rejette pas significativement plus de faux photons.

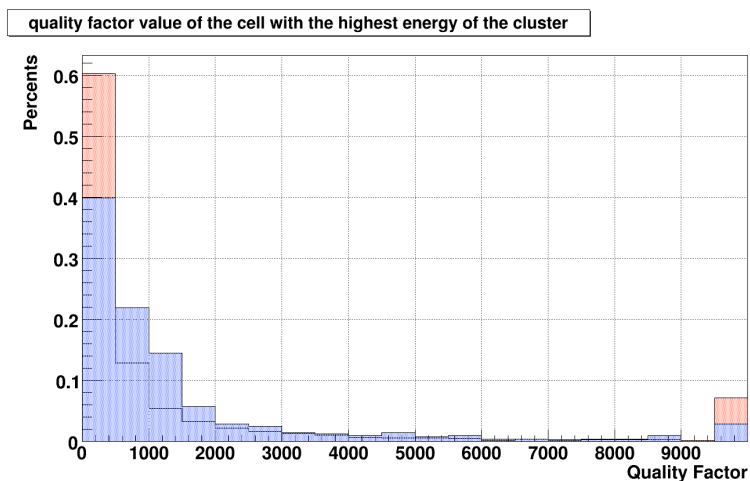
Nous avons essayé de vérifier si le bruit cohérent (qui modifierait la forme du signal) pouvait être une source de facteur de qualité élevé pour des cellules proches d’une cellule “très” énergétique mais du fait de la statistique et de la nature des cosmiques, il y avait très peu de cellules au delà de 250 MeV autour des cellules énergétiques. Aucune conclusion n’a pu être tirée.

La même étude a été reproduite avec des topoclusters. Comme les conditions pour produire un topocluster sont moins contraignantes que celles s’appliquant aux photons il y a beaucoup plus de topoclusters dans le même lot de données. Sur la figure 3.29 on peut voir qu’il est possible de supprimer 5 % des mauvais topoclusters en ne perdant qu’1 % des bons topoclusters avec la même coupure que celle utilisée pour les photons.

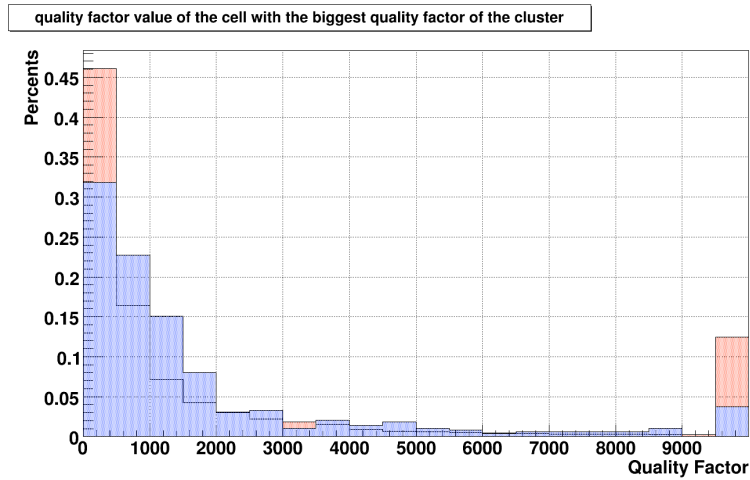
Il est clair que cette analyse souffrait d’un manque flagrant de statistique, en particulier pour les candidats photons.



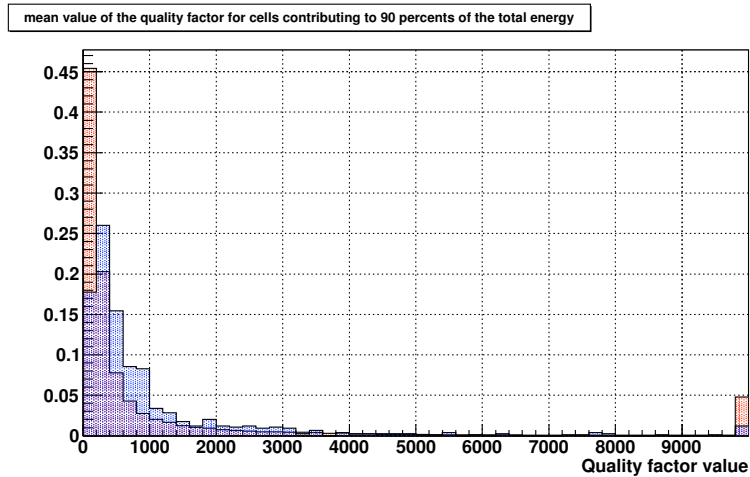
**FIGURE 3.26** – Distribution de  $Q$  moyen pour les cellules formant 90 % de l'énergie totale du cluster. En rouge pour tous les candidats photons et en bleu pour la sélection de "bons" photons. L'exclusion du dernier bin permettrait d'exclure 7 % de l'ensemble des candidats et seulement 0.2 % des bons photons.



**FIGURE 3.27** – Distribution de  $Q$  de la cellule la plus énergétique du cluster  $e/\gamma$ . En rouge pour tous les candidats photons et en bleu pour la sélection de "bons" photons. L'exclusion du dernier bin permettrait d'exclure 7 % de l'ensemble des candidats et 3 % des bons photons.



**FIGURE 3.28** – Distribution du facteur de qualité de la cellule avec la plus mauvaise qualité du cluster  $e/\gamma$ . En rouge pour tous les candidats photons et en bleu pour la sélection de “bons” photons. La suppression du dernier bin (Qualité supérieure ou égale à 10000) permettrait d’éclure 13 % de tous les candidats photons et 4 % de bons photons.



**FIGURE 3.29** – Distribution du facteur de qualité moyen pour les cellules formant 90 % de l’énergie totale du topocluster. En rouge pour tous les candidats topoclusters et en bleu pour la sélection de “bons” topoclusters. L’exclusion du dernier bin permettrait d’exclure 5 % de l’ensemble des candidats et seulement 0.2 % des bons topoclusters.



Entre juin et juillet 2009, une nouvelle campagne de prise de données cosmiques a eu lieu. Les dernières modifications du calcul du facteur de qualité étant appliquées (concernant le choix de la phase, une liste mise à jour des cellules bruyantes par intermittence) on peut voir une évolution, la distribution du Q est plus piquée et centrée sur une valeur plus basse (voir fig 3.30). La distribution est moins large et décalée vers les valeurs de qualité plus basses. Les valeurs au delà de 5000 ne sont pas représentées, mais la distribution suit la même évolution, à l'exception du pic à 65536. Il y a un décrochement dans la distribution pour les cellules au delà de 4000. Ceci est dû aux cellules marquées comme bruyantes périodiquement, pour lesquelles l'énergie est mise artificiellement à zéro quand le facteur de qualité est au delà de 4000. Près de 30 % des cellules au delà de 4000 disparaissent grâce à cette coupure. La même étude sur les clusters  $e/\gamma$  et les topoclusters a été effectuée. Comme il y a nettement moins de cellules avec de grandes valeurs de qualité la séparation entre bons et mauvais clusters est plus difficile pour une valeur donnée de qualité. On prend l'exemple d'une valeur de qualité arbitrairement fixée à 5000 pour des clusters  $e/\gamma$  en figure 3.31. Les "bons" clusters  $e/\gamma$  sont moins nombreux que dans l'étude précédente mais les résultats ne sont pas remis en cause. Il est difficile de dire si les corrections appliquées au calcul du facteur de qualité ont réduit l'efficacité des coupures basées sur la qualité des clusters ou si la sélection de test a déjà été nettoyée des pires candidats en amont avec la mise à jour de la cellule des canaux bruyants et problématiques. Notre étude sur les clusters  $e/\gamma$  s'est arrêtée là. Cependant des études sur l'utilisation de Q pour tester la qualité des candidats photons et électrons se poursuivent à l'heure actuelle et des coupures basées sur le facteur de qualité sont utilisées en 2011 pour sélectionner les électrons et les photons.

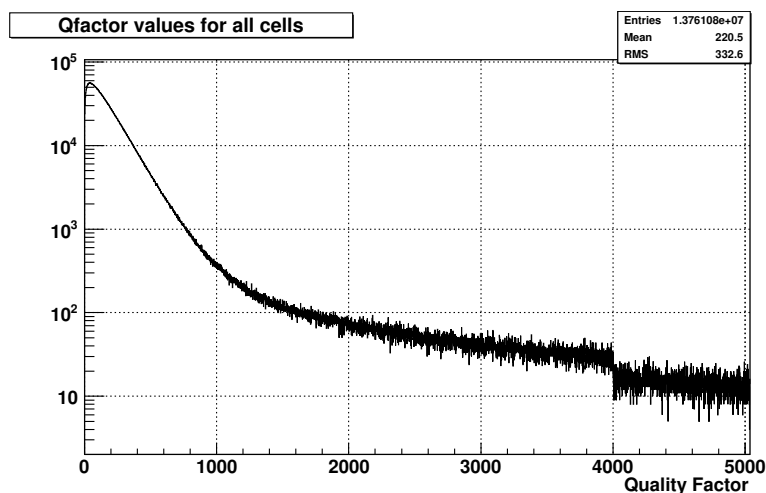
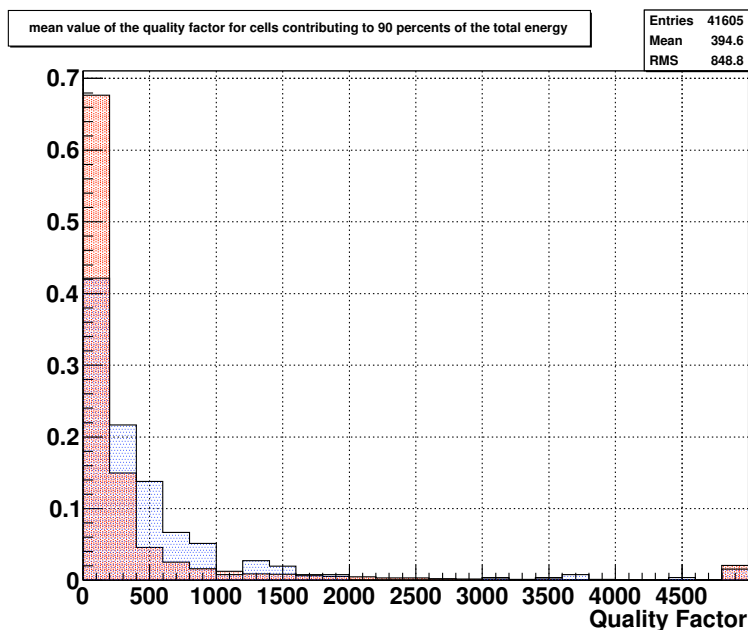


FIGURE 3.30 – Distribution du facteur de Qualité pour toutes les cellules ayant une qualité supérieure à 0 pour toute la prise de données cosmiques de juin/juillet 2009.

### 3.2.3.c Au delà du marquage des cellules et des objets. Qualité des événements et des runs.

Nos études ont jusqu'ici porté sur la recherche de mauvais signaux. Cependant, il se trouve que dans de nombreux cas, les mauvais canaux trouvés grâce au facteur de qualité apparaissaient dans les premières données par groupe de quatre et de plus amples études ont permis de relier ce problème à des préamplificateurs défectueux. Suite à cela, l'idée a germé de marquer les mauvais préamplificateurs et, en allant au niveau suivant en terme de groupement électronique, les cartes FEBs. Le comportement moyen des 4 canaux d'un préamplificateur sur la durée d'un run n'est pas suffisamment pertinent, il faut considérer leur comportement corrélé événement par événement. Un préamplificateur donné est déclaré mauvais pour un événement donné si au moins trois de ses



**FIGURE 3.31** – Distribution moyenne du facteur de qualité pour les cellules formant 90 % de l’énergie totale d’un cluster egamma. En rouge pour tous les candidats egamma et en bleu pour les “bons” clusters. Grâce aux évolutions dans le calcul du facteur de qualité, l’efficacité de rejection des mauvais clusters augmente.

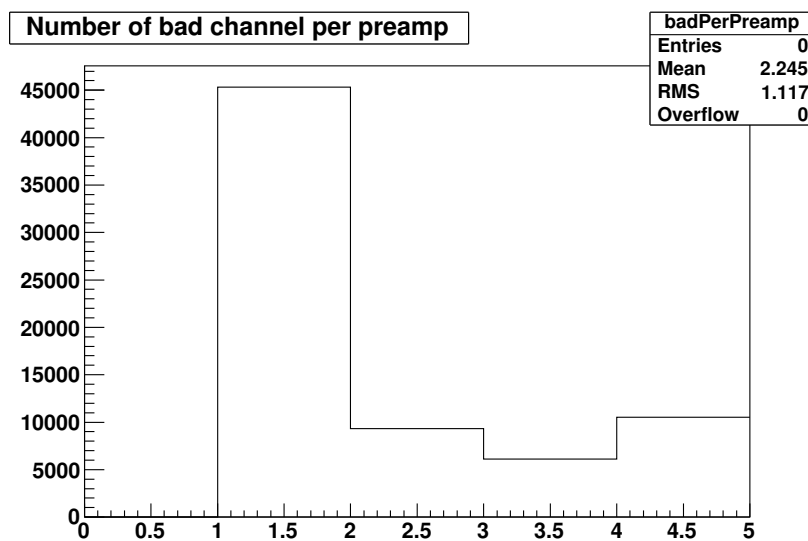
quatre canaux ont un Q au delà de 4000. Dans une logique similaire, nous avons décidé de marquer une carte front-end donnée mauvaise pour un événement donné si une fraction significative de ses canaux ont un facteur de qualité supérieur à 4000, et une carte FEB peut être marquée comme mauvaise pour une partie d’un run si elle est marquée comme mauvaise pour un grand nombre d’événements. Typiquement les runs sont séparés en blocs de luminosité (lumiblocks) d’une durée de 2 mn (1 mn en 2011), une carte FEB est considérée comme bruyante si marquée plus de 50 fois pendant le lumiblock. Nous pensons qu’avoir un marquage événement par événement des canaux, préamplificateurs et carte FEB permettrait de rejeter les événements “vraiment mauvais” des analyses physiques et, le cas échéant, de mauvais lumiblocks voire de mauvais runs.

Le lot de données utilisé pour cette étude est constitué de l’ensemble des données cosmiques accumulées en juillet 2009 en utilisant des événements déclenchés sur un dépôt d’énergie électromagnétique. Initialement, un nombre trop important de cartes FEB étaient déclarées mauvaises. Il s’est avéré que la plupart d’entre elles étaient en “ERREUR” au niveau de l’acquisition dans le sens où elles n’étaient pas synchronisées avec le reste des cartes FEB, soit à cause d’un problème de synchronisation soit parce que des experts étaient en train d’effectuer des tests sur les cartes. Après avoir imposé que les cartes FEBs ne soient pas déjà marquées en erreur, le nombre de cartes FEBs marquées comme mauvaises a considérablement diminué. Dans le même esprit il a été décidé de ne pas marquer un préamplificateur comme mauvais si la carte FEB qui lui est associée est marquée comme en erreur.

La figure 3.32 montre le nombre de canaux mauvais pour les préamplificateurs qui ont au moins un canal marqué comme mauvais. La plupart du temps il n’y a qu’un canal mauvais. La cellule voisine peut voir la forme de son signal distordue par des effets de cross-talk si le signal produit par le canal bruyant est grand, la solution consistant à déclarer un préamplificateur mauvais si deux canaux sont mauvais n’a pas été retenue à cause de cela, nous avons jugé plus sûr de porter ce nombre à trois. Avec ce critère, le nombre de préamplificateurs déclarés mauvais par événement est montré en figure 3.33. Malgré tout, la très grande majorité des événements n’a

pas de mauvais préamplificateur, la queue de la distribution est effrayante dans le sens où l'on peut s'interroger sur la signification physique d'un événement avec 50 préamplificateurs déclarés mauvais... des exemples d'événements bruyants seront donnés en section 3.4.2.

La figure 3.34 montre le nombre de mauvais canaux par carte FEB pour les cartes FEBs avec au moins un mauvais canal. À nouveau, la distribution est piquée à un, mais on a la preuve que des cartes FEBs peuvent avoir la majorité de leurs canaux mauvais tout en n'étant pas déclarée en erreur. Une carte FEB est déclarée mauvaise si au moins 30 de ses canaux sont mauvais. Le nombre de cartes FEBs déclarées mauvaises par événement est visible sur la figure 3.35. Il y a quelques événements avec 4 à 6 cartes FEBs mais la grande majorité a 0 ou 1 mauvaise carte FEB. Nous avons étudié les queues de cette distribution en détail. Tous les événements ont été inspectés visuellement pour vérifier qu'il s'agissait bien de bruit.



**FIGURE 3.32** – Nombre de mauvais canaux par préamplificateur pour les préamplificateurs avec au moins un canal mauvais.

Le décompte événement par événement des mauvais préamplificateurs et/ou des mauvaises cartes FEBs peut être utile pour déclarer un événement acceptable pour la physique du point de vue de la calorimétrie argon-liquide (si la fréquence de ces problèmes est relativement basse et s'ils affectent toutes les topologies d'événements de manière similaire) mais nous n'avons pas continué dans cette voie sur les cosmiques, préférant attendre les premières données de collisions pour définir des critères plus robustes.

## 3.3 Étude des données de collisions

### 3.3.1 Généralités

À partir de septembre 2009, le LHC a commencé à produire des collisions de protons. Cependant la luminosité était très faible et à des énergies basses (900 GeV puis 2.76 TeV dans le centre de masse), ce qui n'a pas permis d'en apprendre plus par rapport aux études sur les données cosmiques du point de vue du facteur de qualité.

C'est donc à partir de mars 2010 et les premières collisions à 7 TeV dans le centre de masse que ces études ont vraiment repris. Les collisions produisent des dépôts d'énergie plus importants, répartis plus uniformément dans les calorimètres par rapport aux données cosmiques ce qui nous a permis d'étudier les bouchons électromagnétique (EMEC) et hadronique (HEC) pour lesquels la

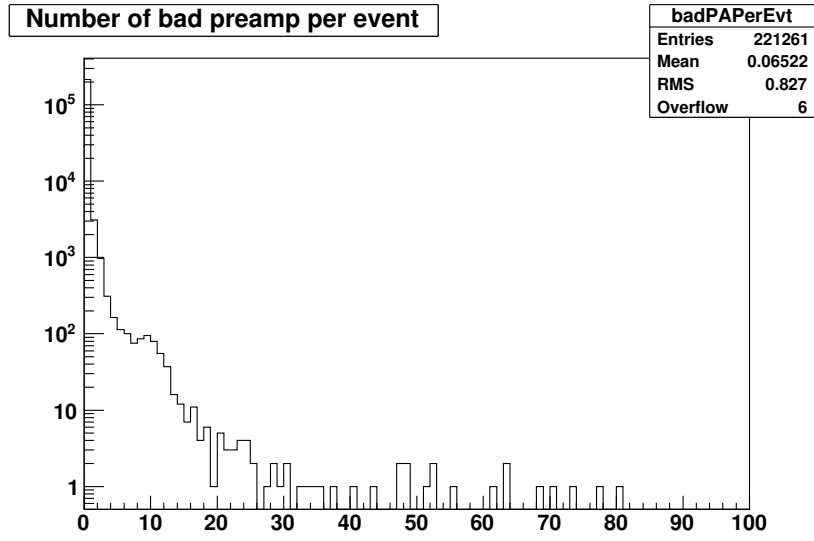


FIGURE 3.33 – Nombre de mauvais préamplificateurs (considérés comme mauvais si au moins 3 des 4 cellules liées à ce préamplificateur ont un facteur de qualité supérieur à 4000) par événement.

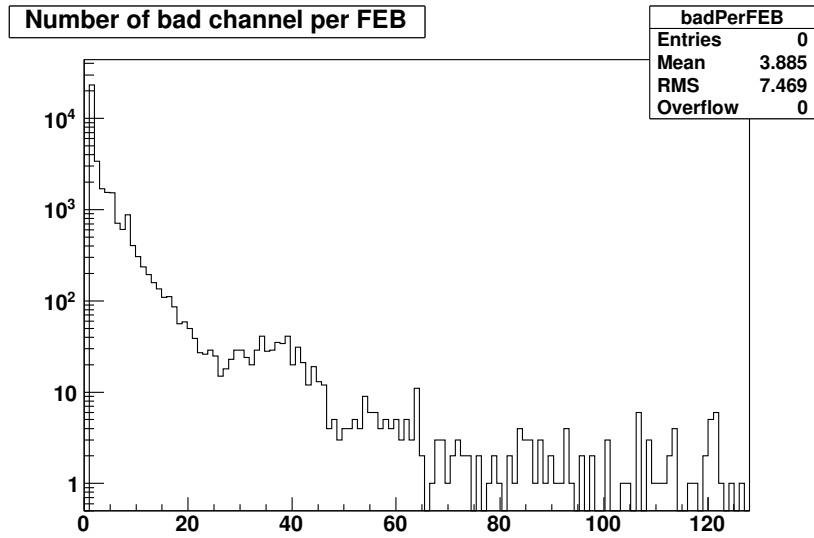


FIGURE 3.34 – Nombre de mauvais canaux par carte FEB, pour les cartes FEBs avec au moins un canal mauvais.

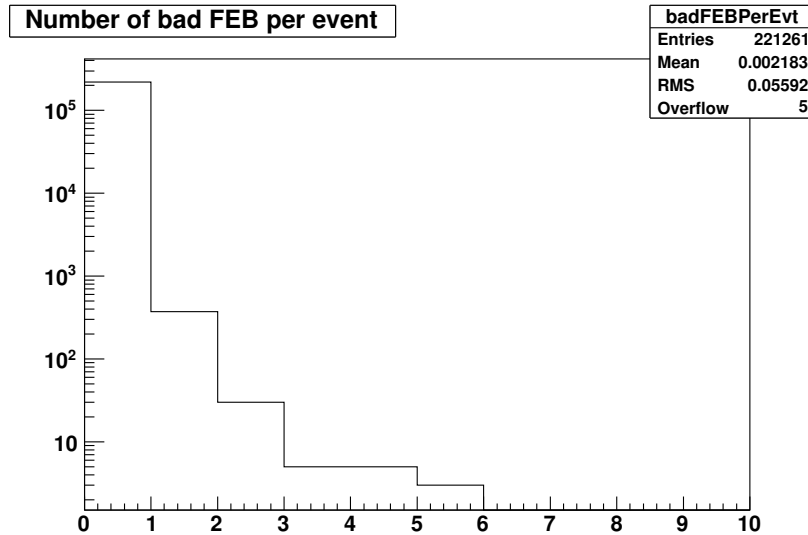


FIGURE 3.35 – Nombre de mauvaises cartes FEBs par événement. Une carte FEB étant définie comme mauvaise si plus de 30 des cellules associées à la carte ont une qualité supérieure à 4000.

statistique en cosmiques était bien trop faible. Cependant la luminosité étant faible au début de la prise de données, la statistique à grande énergie restait insuffisante. Les collisions arrivent à temps fixe et les horloges du détecteur et du LHC sont synchronisées, ce qui permet de s’affranchir du phénomène d’élargissement de la distribution du facteur de qualité dû à l’incertitude résiduelle de la procédure itérative. Durant les premiers mois, il a cependant été nécessaire de continuer de reconstruire les signaux avec des itérations sur la phase, jusqu’à ce que le timing de chaque carte FEB soit optimisé pour que toutes soient lues au même moment indépendamment de leur position et de la longueur du câblage de la chaîne d’acquisition. Les cellules hors temps sont ainsi devenues beaucoup plus visibles, alors que les cellules provenant de dépôt d’énergie dans les événements de collisions ont vu leur distribution de facteur de qualité s’affiner et sa valeur moyenne diminuer (voir figure 3.36).

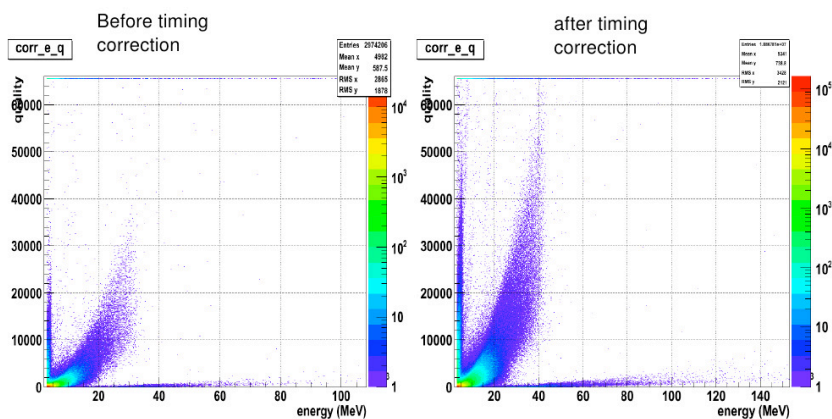


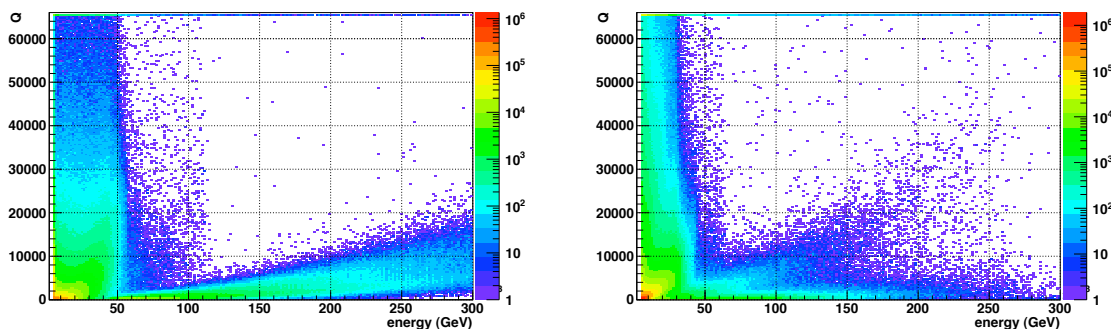
FIGURE 3.36 – Distribution du facteur de qualité en fonction de l’énergie pour le barrel, avant et après correction de timing.

Sur la figure 3.36 quatre structures se détachent. Une structure sur l’axe des x (à petit y) qui correspond à des cellules dans le gain moyen, une structure qui évolue selon la diagonale x-y qui correspond aux cellules dans le gain haut, une structure selon l’axe y qui correspond à des

cellules bruyantes de basse énergie et enfin une structure sur l'axe x (à grand y) qui correspond à des cellules avec un facteur de qualité saturé. Dans cette dernière structure on trouve des cellules avec des signaux très distordus ou pour lesquelles un des échantillons est saturé. On remarque que lorsque l'on passe du gain haut au gain moyen le facteur de qualité redevient petit car il est calculé à partir des coups ADC.

Nos études ont également montré que le comportement du facteur de qualité dépendait fortement du sous détecteur (barrel, HEC, EMEC, presampler) voire de parties de ces derniers (la roue interne de l'EMEC par rapport à la roue externe et les différents compartiments les uns par rapport aux autres). Le fait d'avoir des dépôts bien plus énergétiques a permis d'étudier le changement de gain et le comportement du facteur de qualité dans les différents gains.

Une partie de ces différences est imputable à la qualité des prédictions de la forme du signal. C'est le cas notamment dans le EMEC où les distributions de facteur de qualité sont élargies par rapport à la figure précédente et où la dépendance en énergie est la plus forte (figure 3.37). Sur la figure on peut voir dans la bande la plus à droite que la valeur de Q augmente jusqu'à être supérieure à 4000 quand l'amplitude (et donc les différences absolues entre prédiction et signal) devient trop importante. On retrouve le même problème en fin de gamme d'énergie pour le gain haut.



**FIGURE 3.37** – Distribution du facteur de qualité en fonction de l'énergie pour la petite roue du EMEC dans les premier et second compartiments du détecteur.

Pour le HEC, la situation est un peu différente, d'une part comme il n'existe pas de gain haut, on se retrouve essentiellement avec 3 populations, une correspondant aux cellules dans le gain moyen, une correspondant aux cellules bruyantes de faible amplitude et surtout une importante population de cellules avec un facteur de qualité saturé (voir figure 3.38) liée à un bruit spécifique dans le HEC qui sera décrit dans la section 3.4.2.

Ces études montrent, outre le fait qu'il reste du bruit, que deux problèmes subsistent qui limitent l'utilité du facteur de qualité pour séparer bons et mauvais signaux :

1. Le fait que le facteur de qualité dépende de l'énergie et augmente au point de rendre difficilement distinguable les bons signaux de grande amplitude du bruit.
2. Il est gênant que le facteur de qualité redevienne petit lorsque l'on change de gain.

C'est à partir de ces constatations que l'idée d'introduire une nouvelle variable permettant de s'affranchir de ces deux problèmes est apparue.

### 3.3.2 Améliorations du facteur de qualité

Pour nous affranchir des deux problèmes précédents la solution logique est d'introduire un facteur de qualité normalisé pour prendre en compte les corrélations énergie/qualité. Cependant

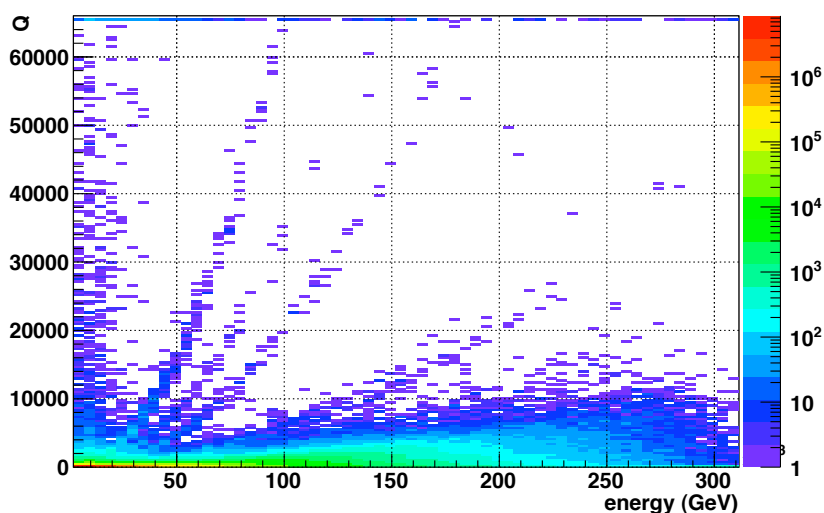


FIGURE 3.38 – Distribution du facteur de qualité en fonction de l'énergie pour les bouchons hadroniques.

cette normalisation ne peut pas être effectuée par rapport à l'énergie directement du fait du problème de changement de gain. La solution naturelle est alors de normaliser à l'amplitude du signal en coups ADC. Si l'on peut négliger le bruit gaussien électronique (ce qui est le cas pour les signaux de grande amplitude) le signal mesuré est simplement la forme "vraie" du signal multipliée par l'amplitude qui se factorise alors dans le calcul de  $Q$ .

On introduit alors la variable :

$$Q_{norm} = Q/A^2 \quad (3.5)$$

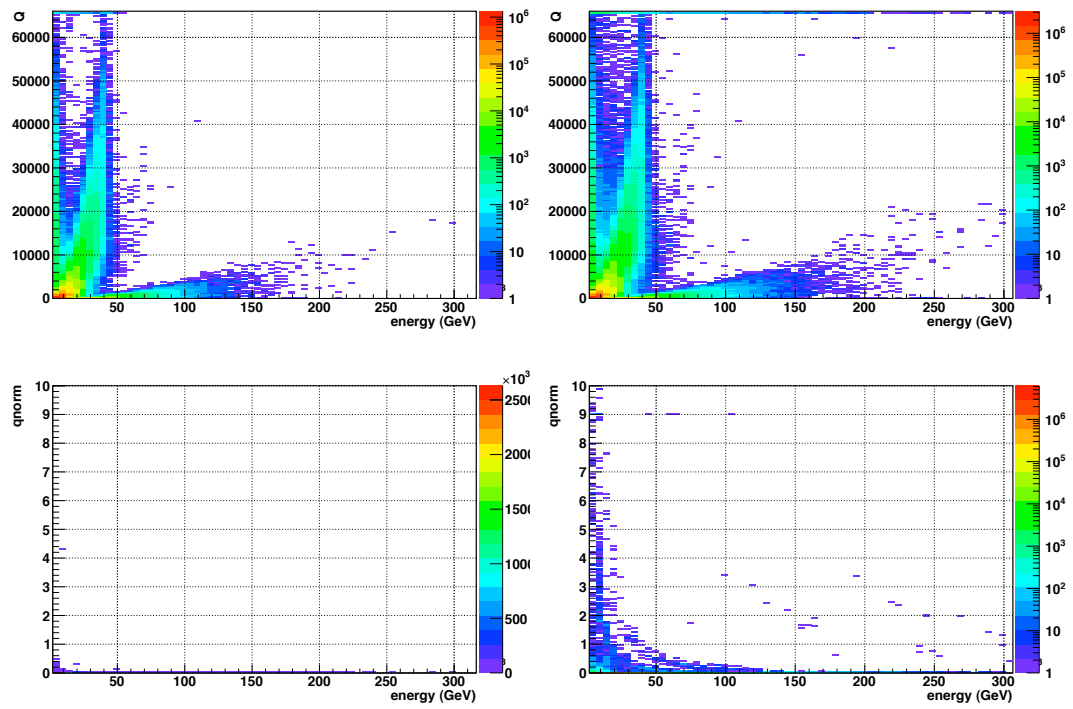
où  $A$  est l'amplitude du signal et  $Q$  le facteur de qualité défini précédemment.

Contrairement aux événements cosmiques, avec les collisions il a été possible de sélectionner des "bons" événements physiques en se concentrant sur leur topologie, fournissant ainsi un lot non biaisé et relativement pur de bonnes cellules à comparer à l'ensemble des données. Nous avons sélectionné des événements ayant une topologie deux jets dos-à-dos avec peu d'énergie transverse manquante (moins de 30 % de l'impulsion transverse du jet le plus énergétique). Les cellules dans la direction de ces jets constituent notre lot de bonnes cellules. Cette étude a été effectuée avec toute la statistique disponible en septembre 2010, soit de l'ordre de  $2 \text{ pb}^{-1}$ .

On peut voir l'effet de la variable  $Q_{norm}$  sur la figure 3.39 pour le cas particulier du tonneau électromagnétique. Dans le cas des bonnes cellules (deux histogrammes de gauche) la normalisation permet de faire disparaître la dépendance en énergie et de rassembler toutes les entrées dans une région définie du plan. À l'inverse, pour l'ensemble des données sans présélection un certain nombre d'entrées sont clairement séparées de l'ensemble et a priori facilement rejetables. La forme en bandes s'explique par la saturation du facteur de qualité. Toutes les entrées avec un facteur de qualité égal à 65536 sont divisées par une valeur croissante de l'amplitude au fur et à mesure que l'énergie augmente.

La variable  $Q_{norm}$  permet d'améliorer le pouvoir de rejection du facteur de qualité. La forme des distributions étant spécifique à chaque sous détecteur (voire à chaque compartiment d'un sous détecteur) il est nécessaire d'introduire une normalisation différente suivant l'endroit où la cellule se trouve dans le détecteur.

Nous avons proposé d'utiliser cette nouvelle variable pour améliorer l'efficacité des coupures de nettoyage des événements. Elle n'a pas été acceptée car une amélioration de la prédiction des signaux était en cours. En effet à partir de juin 2010, une proposition d'amélioration de la pré-



**FIGURE 3.39** – Effet de la normalisation du facteur de qualité. Les deux figures de gauche correspondent au lot de bonnes cellules, les deux figures de droite correspondent à l'ensemble des données disponibles. En haut distribution du facteur de qualité en fonction de l'énergie. En bas distribution de  $Q_{norm}$  en fonction de l'énergie.



diction pour tous les sous-détecteurs et à tous les gains est apparue. Cette proposition consiste à compiler un grand nombre de “bons” signaux obtenus pour un gain donné de chacune des cellules du calorimètre et de se servir du signal moyen obtenu pour fournir une correction à la prédiction de la forme du signal. Avec l’amélioration de la prédiction nous obtiendrions une plus faible dépendance du facteur de qualité avec l’amplitude, ce qui améliorerait aussi les performances de la variable  $Q_{norm}$ . Ces améliorations sur le résidu ne sont pas encore disponibles mais le seront à partir de la version 17 d’ATHENA.

## 3.4 Qualité des données

### 3.4.1 Généralités

Nos études précédentes avaient déjà permis de prendre en compte le facteur de qualité comme outil pour le masquage des cellules périodiquement bruyantes (énergie de la cellule artificiellement mise à zéro en cas de facteur de qualité trop grand). Cela a permis d’améliorer nettement la qualité des données, en particulier la formation de cluster calorimétrique initiée par une cellule bruyante.

Dans la section 3.2.3.a nous avons introduit la notion de mauvaise carte FEB tout en constatant qu’il existait un certain nombre d’événements avec un nombre non négligeable de mauvaises cartes FEBs, indicateur de bruit cohérent. Il a été décidé de marquer les événements qui ont au moins 6 cartes FEBs bruyantes comme très probablement affectés de façon majeure par du bruit. Sur l’ensemble de la prise de données seule une fraction des événements de  $10^{-6}$  jusqu’à quelques  $10^{-4}$  pour les prises de données les plus bruyantes est marquée.

Pour vérifier que des jets de grande impulsion transverse ne sont pas préférentiellement marqués car produisant des dépôts de grande énergie dans les cellules, nous avons comme précédemment sélectionné des événements dont les deux jets les plus énergétiques sont dos-à-dos en  $\phi$ , avec une énergie transverse manquante faible. On se sert de ce lot de données pour tester le taux d’événements marqués par erreur.

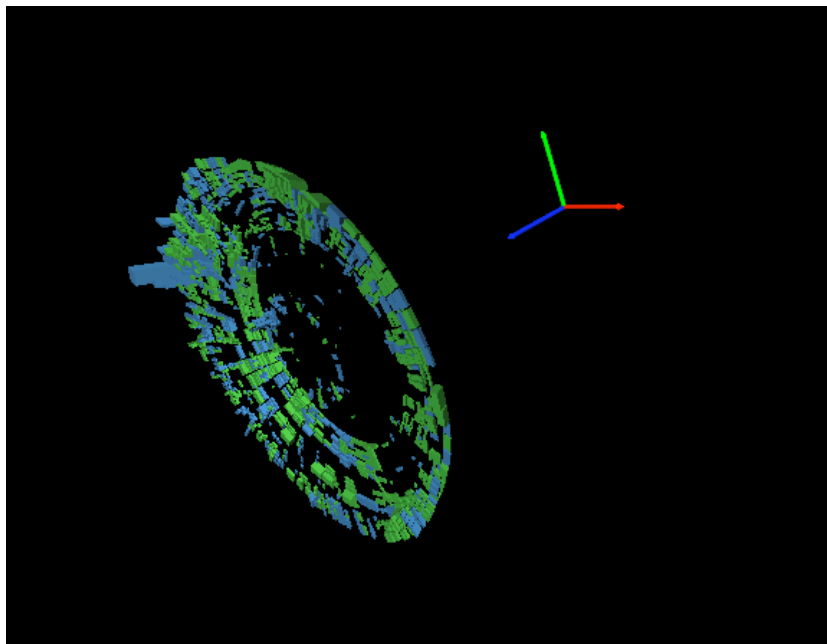
Ce critère de marquage est très strict, si bien qu’un nombre important d’événements apparemment problématiques ne peut pas être rejeté de cette façon.

### 3.4.2 Zoologie

Nous allons décrire ici les types d’événements bruyants les plus courants.

“Ring of fire” : Ce type de problème, déjà observé sur les données cosmiques est généralement associé aux bouchons électromagnétiques : Sur la figure 3.40 on peut voir un événement dans lequel un “ring” de cellules du EMEC est bruyant. Ce type d’événement est encore mal compris, il semble être lié à la distribution haute tension pour les cellules de la roue extérieure du EMEC. Au moins une partie de ces événements revient périodiquement toutes les 20 minutes environ pour une durée de quelques secondes au plus.

“HEC-Spike” : Ce bruit, découvert durant les premières collisions à 7 TeV est toujours à l’étude à l’heure actuelle pour comprendre le phénomène mis en jeu. On observe un dépôt d’énergie très important au niveau d’une cellule du HEC, associé à quelques traces peu énergétiques dans le détecteur interne et à du crosstalk au niveau des cellules voisines (qui ont souvent une énergie négative). À l’heure actuelle, il semble que des îlots chargés se forment sur le kapton du fait de l’ionisation due aux gerbes de particules. La décharge spontanée de ces îlots provoquerait le bruit. Après des collisions le bruit persiste et décroît avec une constante de temps de plusieurs heures. Ce problème est spécifique au HEC. La fréquence du bruit a augmenté durant toute la première moitié de 2010 avec l’augmentation de la luminosité, au point de devenir une source de problèmes majeure. Il semble que l’augmentation du courant suite à l’augmentation de luminosité ait un effet préventif contre l’accumulation de charges.



**FIGURE 3.40** – Un événement “Ring of Fire” où presque toutes les cellules d’un des deux bouchons électromagnétique (EMEC) dépassent le seuil d’énergie de reconstruction.

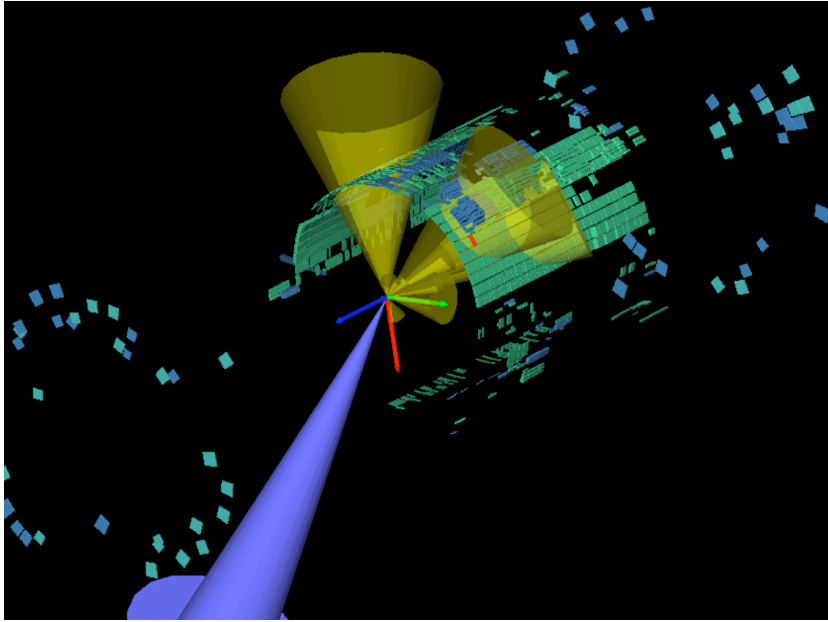
Bruit cohérent dans le PS : ce problème est apparu dans la partie centrale du calorimètre Argon liquide avec l’augmentation de la luminosité. Le détecteur de pied de gerbe (PS) devenait de plus en plus bruyant au fur et à mesure que la luminosité augmentait. Sur la figure 3.41 on peut voir un événement de la prise de données 2010 dans lequel un bruit cohérent a affecté toutes les cellules du PS d’un demi tonneau. La cause de ce type de bruit est plus ou moins comprises et semble liée à la distribution de la haute tension, comme source ou comme voie de propagation.

### 3.4.3 Data Quality

La majorité des problèmes décrits ci-dessus apparaissent de façon transitoire, par très courtes périodes (inférieures à quelques secondes) mais avec un nombre d’événements affectés élevé. Comme il est impossible de repérer tous les événements, il est nécessaire de rejeter les périodes les plus bruyantes afin de ne pas polluer les analyses de physique avec des données bruitées. Dans les cas extrêmes, très rares, un run entier peut être marqué comme bruyant pour les calorimètres LAr. Bien plus souvent, une série de luminosity blocks, la période de temps la plus petite sur laquelle la luminosité est calculée, soit environ 2 mn (1 mn en 2011), est déclarée inutilisable pour les analyses reposant sur les calorimètres LAr.

Outre les flux de données sélectionnés par des triggers calorimétriques, les données de trigger aléatoires (tic d’horloge aléatoire) sous leurs diverses formes (veto de trigger calorimétrique, écart minimum à un tic avec croisement de faisceau, utilisation des tics sans aucun faisceau, etc... selon que l’on est en prise de données cosmiques ou de collision) sont très importantes car étant à priori majoritairement dénuées de signaux venant de dépôts d’énergie réelle (modulo dans certains cas le pileup dû à des croisements de faisceaux antérieurs).

Pour évaluer la qualité des données, les variables les plus utilisées sont : le temps du signal reconstruit, l’amplitude moyenne des signaux par couche et/ou sous-détecteur, les taux d’occupation des cellules au delà d’un seuil pour éliminer le bruit gaussien électronique, l’état des hautes tensions, etc... et bien entendu des variables basées sur le facteur de qualité comme le nombre de mauvaises cartes FEBs ou la fraction des événements avec plusieurs mauvaises cartes FEBs.



**FIGURE 3.41** – Un événement très bruité où une bonne partie des cellules d’un demi tonneau a plus de 1 GeV d’énergie.

La figure 3.42 montre la distribution du nombre de mauvaises cartes FEBs par luminosity block pour un run du mois de juin 2011. On voit clairement que certains sont affectés par du bruit. La figure 3.43 représente la fraction des événements dans lesquels une carte FEB donnée est déclarée mauvaise, ce qui semble indiquer que la FEB est mauvaise. Ces figures font partie des distributions disponibles dans le monitoring du LAr afin d’évaluer la qualité des données.

Plusieurs améliorations à la procédure de qualification des données sont en cours de développement. En particulier, comme les bruits cohérents apparaissent souvent sur une très courte période de temps (de l’ordre de la seconde ou moins) qui est petite devant la durée d’un luminosity block, il sera possible de marquer comme mauvais pour le LAr les événements de cette période seulement et donc de limiter la perte en luminosité.

Durant la prise de données 2011, l’efficacité du calorimètre à Argon Liquide est de 92%, les 8% d’inefficacité sont dus pour moitié à des problèmes de claquage haute tension dans un module (dans ce cas la tension diminue par rapport à la valeur nominale et il est nécessaire de la remonter, ce qui prend quelques minutes à chaque fois) et pour moitié à des luminosity blocks affectés par les problèmes décrits précédemment. Des améliorations sont prévues. D’une part il semble qu’on puisse conserver au niveau des analyses les LBs associés au “ramp-up” de la haute tension après un claquage, l’énergie étant corrigée de la valeur de la haute tension appliquée à cette dernière à chaque événement (le claquage produisant du bruit, on ne peut pas récupérer le lumi-block qui lui est associé). De plus plutôt que d’imposer un veto sur les luminosity blocks affectés par les problèmes décrits dans le paragraphe précédent on s’oriente vers un veto des événements problématique. L’application de ces modifications entrainerait une augmentation importante de l’efficacité, qui serait alors de l’ordre de 98 ou 99%.

## 3.5 Jet/Etmiss

### 3.5.1 Reconstruction des jets

La reconstruction de jets commence à partir d’une liste de pseudo-particules : des tours calorimétriques, des hadrons ou des partons dans un calcul de QCD perturbative. Le rôle des algorithmes de jet est

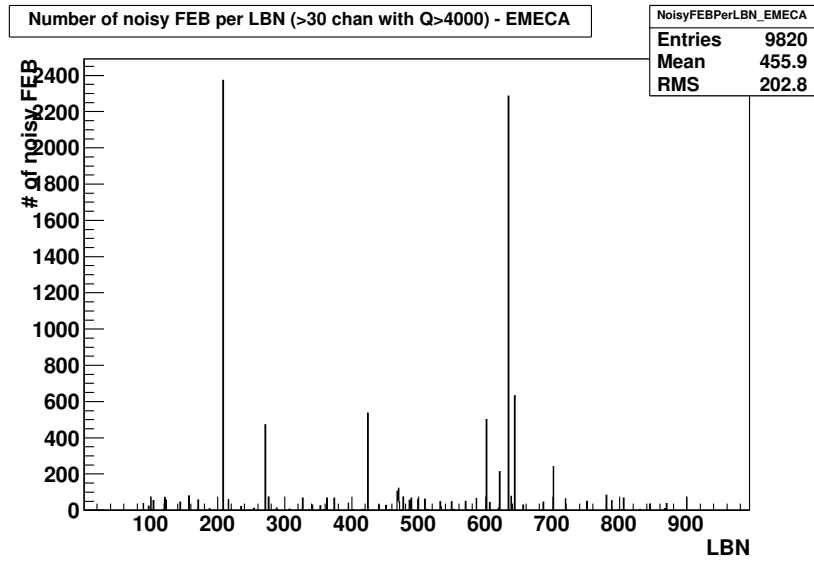


FIGURE 3.42 – Nombre de mauvaises cartes FEBs par lumi-blocks pour un run de la prise de données de collision 2011 dans le cas du calorimètre électromagnétique bouchon du côté A.

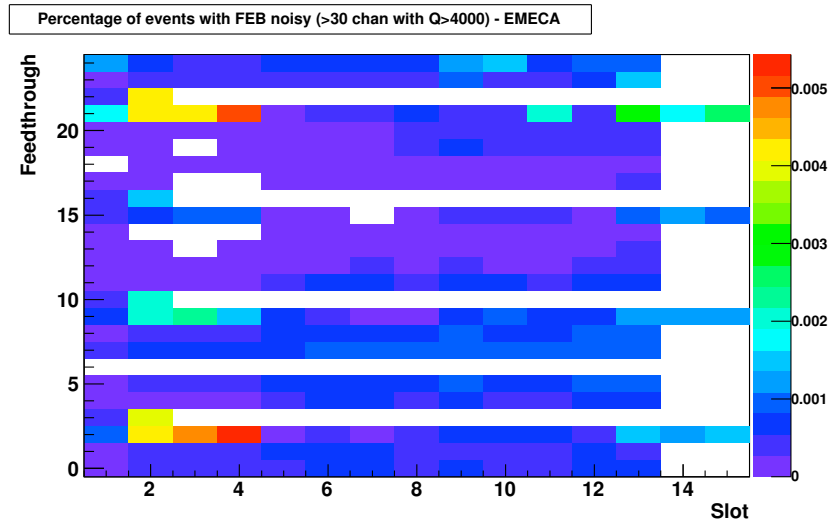


FIGURE 3.43 – Fraction de canaux bruyants pour le EMECA durant un run de la prise de données 2011 en fonction du numéro de feedthrough et de la carte FEB dans le chassis (chaque bin représente une FEB).

d'associer les clusters de ces particules sous forme de jets de sorte que les propriétés cinématiques des jets puissent être reliées aux propriétés des partons énergétiques produits dans le processus de diffusion dure. De fait, l'algorithme de jet nous permet de "voir" les partons (ou plus modestement leur empreinte) dans l'état final hadronique. ATLAS utilise des algorithmes de recombinaison pour les jets dans lesquels les pseudo-particules, ou protojets, sont combinées successivement en protojets selon un critère de distance. Les itérations s'arrêtent à une distance liée à la coupure définissant la taille du jet.

Dans ATLAS à l'heure actuelle l'algorithme par défaut est Anti- $K_T$  avec un paramètre  $R = 0.4$ . L'algorithme Anti- $K_T$  [11] est un algorithme de  $K_T$  qui associe les particules en fonction de leur distance mais qui présente énormément de similitudes par rapport aux algorithmes itératifs de cône (jets "ronds", rapide) tout en évitant les écueils (infrared unsafety, collinear unsafety) de ces derniers. Les algorithmes de jets dans ATLAS sont basés sur des objets (pseudoparticules) variés : clusters topologiques (ou topoclusters), tours avec suppression de bruit ou tours calorimétriques brutes sans suppression de bruit. Dans chacun des cas, les entrées de la reconstruction des jets sont combinées comme des quadrivecteurs sans masse pour former le quadrimoment final. Seuls les topoclusters et les tours avec une énergie positive sont considérés par l'algorithme de jets. Dans SUSY seuls les jets basés sur les topoclusters sont utilisés.

Les topoclusters regroupent des cellules du calorimètre. Ils sont conçus pour suivre le développement de la gerbe d'un hadron en profitant de la segmentation fine des calorimètres. L'algorithme de formation des topoclusters commence par une seed, une cellule dont le rapport signal sur bruit est au delà de 4. Les cellules voisines de la seed qui ont un rapport signal sur bruit supérieur à 2 sont incluses, et ainsi de suite... Pour finir on inclut toutes les cellules adjacentes. L'algorithme de topocluster passe ensuite à l'étape d'éclatement. Toutes les cellules du cluster sont passées en revue pour rechercher des maxima d'énergie locaux. Ces maxima sont ensuite utilisés comme seeds pour une nouvelle itération qui entraînera l'éclatement du cluster initial en plusieurs topoclusters. L'énergie d'un topocluster est définie comme la somme des énergies des cellules constituant ce dernier, la masse du topocluster est supposée nulle et la direction du topocluster est un vecteur ayant pour origine le vertex primaire de la collision et pointant vers le barycentre pondéré en énergie du topocluster.

### 3.5.2 Calibration et résolution des jets

Le moment transverse du jet,  $p_T^{jet}$  est la projection du moment du jet dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau en utilisant le centre nominal du système de coordonnées d'ATLAS. Un simple schéma de calibration, dépendant uniquement de  $p_T$  et de  $\eta$ , désigné généralement sous le nom de calibration EM+JES et basé sur des simulations Monte-Carlo est utilisé pour convertir la calibration électromagnétique [31] (EMSCALE) des calorimètres en une calibration à l'échelle hadronique.

Ce schéma de calibration permet d'obtenir les incertitudes systématiques à partir de la simulation et est de ce fait adapté aux premières analyses physiques.

Les jets sont reconstruits à l'échelle d'énergie électromagnétique, qui est l'échelle de base du signal pour les calorimètres ATLAS. L'échelle d'énergie électromagnétique tient compte de l'énergie déposée dans le calorimètre par les gerbes électromagnétiques. Cette échelle est déterminée initialement à partir des mesures effectuées durant les tests faisceaux ayant eu lieu avant l'assemblage final du détecteur. La réponse absolue des calorimètres aux dépôts d'énergie via des processus électromagnétiques a aussi été validée dans les calorimètres hadroniques en utilisant des muons lors de tests-faisceaux et durant toute la période de validation avant le démarrage du LHC avec des muons cosmiques. L'échelle d'énergie des calorimètres électromagnétiques a été ajustée avec les données en utilisant la masse invariante du boson Z se désintégrant en paire  $e^+e^-$ . Le but de la calibration en énergie des jets est de corriger l'énergie et la direction des jets mesurés dans le calorimètre par rapport aux jets à l'échelle hadronique. La calibration de l'échelle d'énergie des

jets est ensuite validée avec des techniques exploitant les données. La luminosité intégrée n'est pas encore suffisante pour que la calibration repose essentiellement sur les données en particulier avec les processus  $\gamma$ +jets et Z+jets. Il est possible cependant que cette calibration soit disponible d'ici la fin de l'année 2011.

### 3.5.3 Efficacité de la reconstruction

L'efficacité de la reconstruction des jets (figure 3.44) est évaluée en effectuant une comparaison avec les jets de traces (track-jets). Cette technique permet de déterminer l'efficacité d'association d'un jet calorimétrique à un jet issu de traces dans le cas d'événements dijets dos-à-dos. Le jet de traces avec la plus haute impulsion transverse de l'événement est défini comme étant l'objet de référence, le deuxième jet de traces situé à l'opposé du premier en  $\phi$  est l'objet de test. Une efficacité d'association peut être définie en cherchant les jets de calorimètre associés à l'objet test. Comme les jets de traces et calorimétriques sont reconstruits par des sous-détecteurs indépendants, un bon accord entre les données et la simulation pour cette efficacité d'association signifie que l'efficacité absolue de reconstruction des jets peut être déterminée complètement à partir des simulations. Les événements utilisés pour cette mesure doivent satisfaire aux coupures définies précédemment.

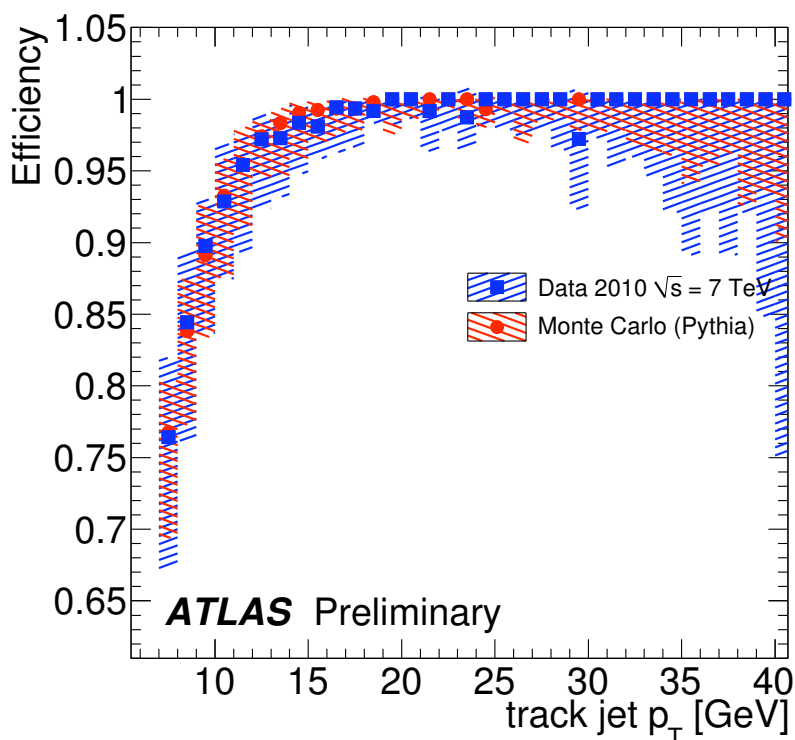


FIGURE 3.44 – Efficacité de la reconstruction des jets par rapport aux jets reconstruits à partir des traces dans le détecteur interne.

### 3.5.4 Qualité des jets

Dans cette section, la suppression des bruits de fond non-collisionnels est décrite. Les bruits de fond non-collisionnels produisent souvent un seul jet de grand  $p_T$  et imitent un événement mono-jet quand on les superpose avec une collision proton-proton standard. Les sources dominantes de

bruit de fond non-collisionnel sont :

1. du bruit de fond cohérent au niveau des cellules des calorimètres électromagnétiques à argon liquide (bruit cohérent dans le PS et ring of fire),
2. des claquages haute tension dans les calorimètres bouchons du LAr (HEC spike),
3. des événements cosmiques ou des événements dans lesquels des muons issus du faisceau subissent un bremsstrahlung et produisent des photons énergétiques dans le calorimètre,
4. des événements “beam gas” où un proton entre en collision avec une molécule de gaz restant dans le vide partiel du tube faisceau (et cellules sporadiquement bruyantes).

### 3.5.4.a Coupures générales de nettoyage au niveau des événements

Un faux jet issu de bruit dans le calorimètre peut être identifié par le facteur de qualité. Les événements peuvent aussi être supprimés par l’utilisation d’une coupure sur le timing ou sur la forme de la gerbe, qui est différente de celle des jets issus du point d’interaction.

Les coupures définissant les critères de qualité de jet sont :

**Cut 1** ( $hecf > 0.5$  et  $|qval| > 0.5$ ) ou ( $|E_{\text{negative}}| > 60$  GeV)

**Cut 2** ( $emf > 0.95$  et  $|qval| > 0.8$  et  $|\eta| < 2.8$ )

**Cut 3-i** ( $|t| > 25$  ns)

**Cut 3-ii** ( $emf < 0.05$  et  $chf < 0.05$  et  $|\eta| < 2.0$ )

**Cut 3-iii** ( $emf < 0.05$  et  $|\eta| \geq 2.0$ )

**Cut 3-iv** ( $fmax > 0.99$  et  $|\eta| < 2.0$ )

Les variables utilisées sont définies comme suit :

- $emf$  : fraction de l’énergie mesurée dans les calorimètres électromagnétiques.
- $hecf$  : fraction de l’énergie mesurée dans le HEC
- $qval$  : fraction de l’énergie mesurée dans les cellules avec un facteur de qualité supérieur à 4000.
- $|E_{\text{negative}}|$  : énergie négative totale des cellules contenues dans le jet.
- $fmax$  : fraction d’énergie maximale mesurée dans une des couches du calorimètre.
- $chf$  : la charge fraction est le rapport entre la somme des impulsions transverses des traces associées à un jet et issues du vertex primaire de l’événement et l’impulsion transverse calorimétrique de ce même jet :  $\Sigma|p_T^{\text{trace}}|/p_T^{\text{jet}}$  où  $p_T^{\text{jet}}$  est l’impulsion calibrée à l’EMJES.
- $t$  : temps du jet (moyenne pondérée par l’énergie du temps des cellules qui constituent le jet) par rapport au temps du croisement de faisceaux.

Ces critères sont appliqués aux jets avec un  $p_T > 20$  GeV (à l’EMJES scale) et quelle que soit la pseudo-rapacité, ils sont utilisés pour rejeter les faux jets issus de sources non-collisionnelles. Les coupures 1 et 2 ont été définies pour rejeter les jets issus des problèmes de bruit dans le HEC et dans le baril respectivement. Les faux jets issus de beam-halo et d’événements cosmiques sont fortement supprimés par l’enchaînement de toutes ces coupures.

Les coupures 1 et 3-iii permettent de s’affranchir du bruit dit “HEC-Spike”. Comme décrit précédemment, il se caractérise par la présence d’une ou plusieurs cellules bruyantes de haute énergie accompagnées de cross-talk dans les cellules voisines, parfois reconstruit comme de l’énergie négative. Ainsi un jet ayant une grande fraction de son énergie provenant du HEC et avec beaucoup de cellules bruyantes selon leur facteur de qualité est très probablement dû à ce bruit, comme on peut le voir sur les figures 3.45 et 3.46. Parfois, la présence de cellules d’énergie fortement négative réduit artificiellement la fraction d’énergie du jet déposée dans le HEC ou la fraction d’énergie emportée par les cellules bruyantes, c’est pourquoi les jets ayant une forte composante d’énergie négative sont également rejetés.

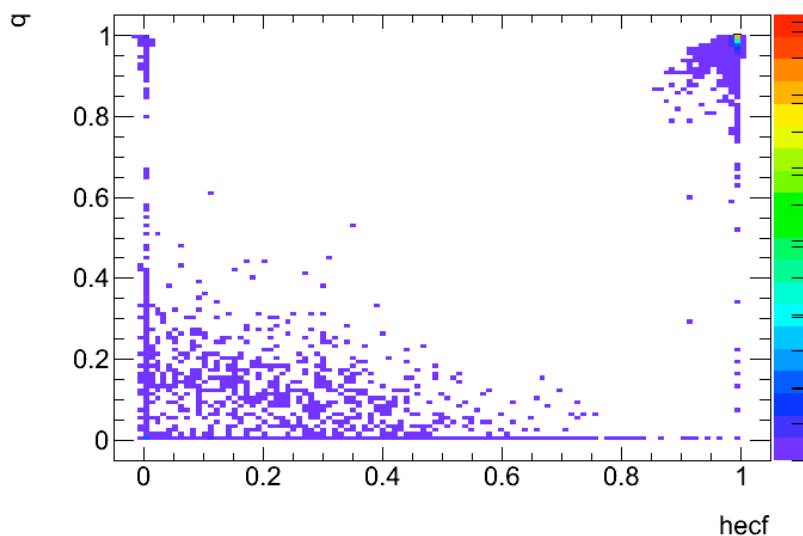
La coupure 2 permet de s'affranchir des problèmes de bruit cohérent dans les calorimètres électromagnétique, essentiellement au niveau du PS.

La coupure 3-i est surtout utilisée contre les cosmiques.

La coupure 3-ii est surtout utilisée contre les cosmiques.

A titre illustratif, sur les figures 3.45 à 3.48 j'ai appliqué la présélection de l'analyse SUSY 3 jets présentée dans le chapitre suivant sur les données 2010 en demandant 3 jets dans l'événement, un vertex primaire et en ne gardant que les blocs de luminosité considérés comme bons. Cette présélection permet de s'affranchir d'une partie des problèmes, néanmoins on voit que le nettoyage des événements reste nécessaire.

L'efficacité du nettoyage est visible sur la figure 3.49, qui permet de voir la distribution de  $E_T^{\text{miss}}$  dans le cadre d'une analyse dijets après rejection d'événements contenant un mauvais jet selon les critères décrits ci-dessus. Sans coupure de nettoyage des queues de distribution jusqu'à 2 TeV sont observées, après nettoyage la distribution est en accord avec la prédiction du Modèle Standard.



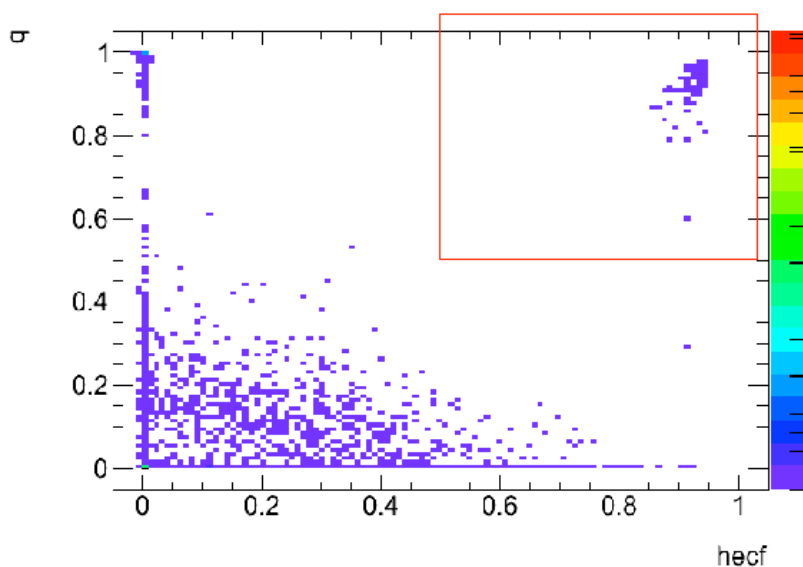
**FIGURE 3.45** – Distribution du facteur de qualité des jets en fonction de la fraction d'énergie du jet déposée dans le calorimètre HEC sur les données 2010 sans coupure de nettoyage appliquée.

L'efficacité des coupures de nettoyage peut être calculée en utilisant une méthode de “tag and probe” avec des dijets dos-à-dos. On demande que le jet “tag” soit central ( $|\eta| < 2.0$ ), qu'il passe les critères de qualité, que les deux jets soient balancés ( $\Delta pT / pT_{\text{moyen}} < 0.2$ ) et que le  $\Delta\phi$  soit supérieur à 2.6. Le résultat est visible sur la figure 3.50.

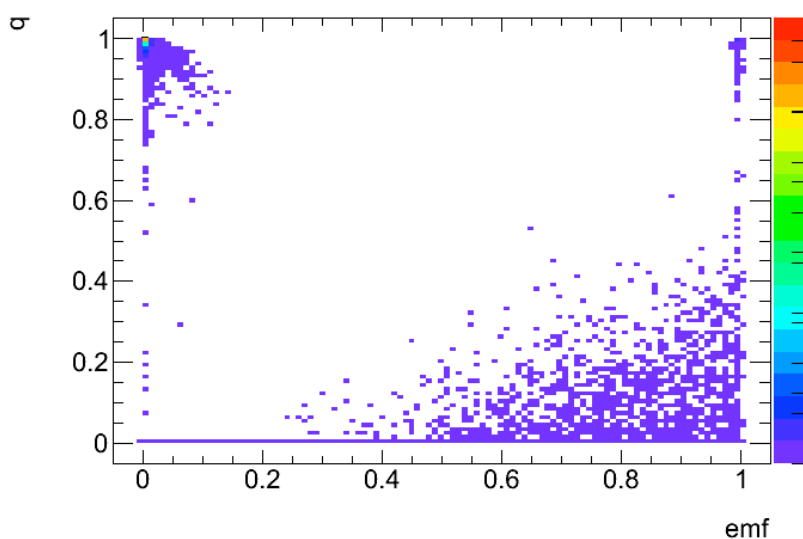
### 3.5.5 $E_T^{\text{miss}}$

L'énergie transverse manquante ( $E_T^{\text{miss}}$ ) dans ATLAS est principalement reconstruite à partir des dépôts d'énergie dans les calorimètres et des traces reconstruites des muons. En dehors du processus principal, de nombreuses autres sources, comme l'empilement de plusieurs interactions ou le bruit électronique cohérent, produisent des dépôts d'énergie. Le fait de classer les dépôts d'énergie en plusieurs types (par exemple électrons, jets, ...) et de les calibrer en fonction de leur nature est une des clés pour obtenir une mesure optimale de  $E_T^{\text{miss}}$ . De plus, la perte d'énergie dans les régions/canaux morts rend la tâche encore plus complexe. Il existe deux algorithmes pour reconstruire  $E_T^{\text{miss}}$  dans ATLAS, chacun privilégie différents aspects de la classification et de la

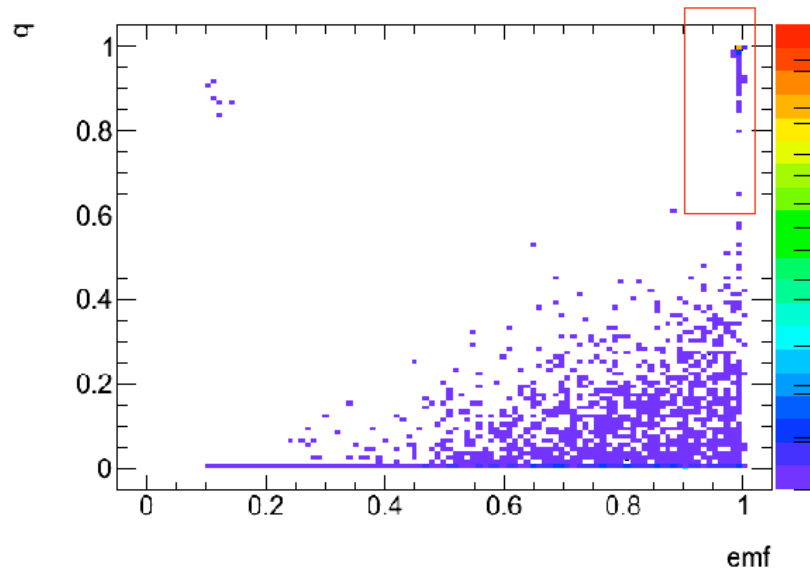




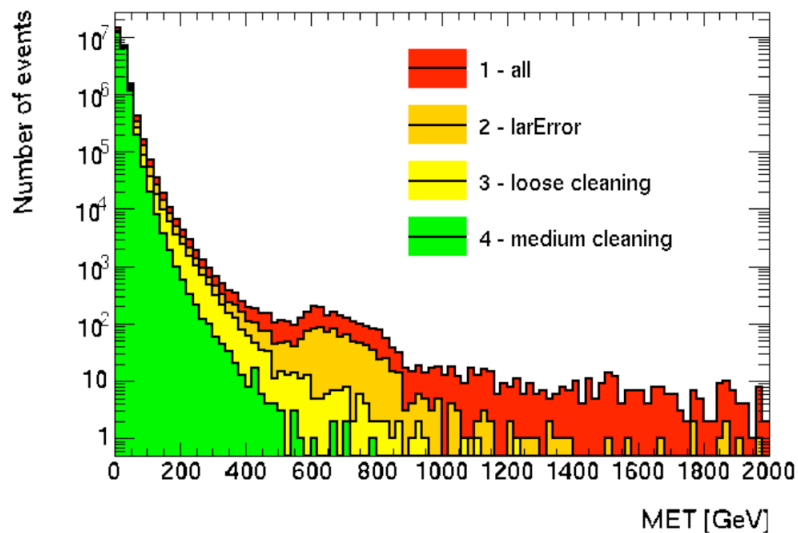
**FIGURE 3.46** – Distribution du facteur de qualité des jets en fonction de la fraction d'énergie du jet déposée dans le calorimètre HEC sur les données 2010. Les coupures de nettoyage marginales (toutes les coupures sauf sur HECf et Q) sont appliquées, le carré rouge représente la zone supprimée par la coupure combinée sur Q et HECf.



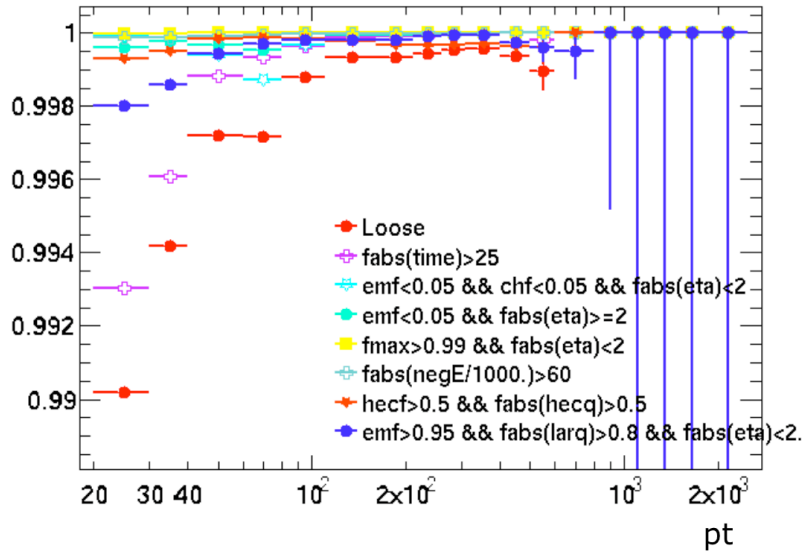
**FIGURE 3.47** – Distribution du facteur de qualité des jets en fonction de la fraction électromagnétique de ces derniers sur les données 2010 sans coupure de nettoyage appliquée.



**FIGURE 3.48** – Distribution du facteur de qualité des jets en fonction de la fraction électromagnétique de ces derniers sur les données 2010. Les coupures de nettoyage marginales (toutes les coupures sauf sur EMF et Q) sont appliquées, le carré rouge représente la zone supprimée par la coupure combinée sur la qualité et la fraction électromagnétique.



**FIGURE 3.49** – Effet des coupures de nettoyage sur la distribution de  $E_T^{\text{miss}}$ . En rouge tous les événements, en orange après application de la procédure de nettoyage basée sur les mauvaises cartes FEB (section 3.4.1), en jaune après application des coupures de nettoyage décrites ici et en vert après application de critères plus restrictifs sur les jets. On voit qu’une fois toutes les coupures de nettoyage appliquées, la queue de distribution a presque totalement disparue.



**FIGURE 3.50** – Efficacité des coupures de cleaning, pourcentage de bons événements conservés coupure par coupure.

reconstruction : un algorithme basé sur les cellules et un algorithme basé sur les objets reconstruits.

L'algorithme basé sur les cellules commence par les dépôts d'énergie dans les cellules calorimétriques qui passent les critères de la procédure de suppression du bruit. Les cellules peuvent être calibrées en utilisant un schéma de calibration global dépendant de leur densité d'énergie. C'est cette procédure qui a été utilisée dès le début de la prise de données car elle ne dépend pas de l'étape de reconstruction des objets. À l'étape suivante, les cellules peuvent être calibrées en fonction de l'objet reconstruit auquel elles sont associées. Des corrections sont appliquées à partir de l'énergie du muon et pour corriger les pertes d'énergie dans les cryostats.

Le deuxième algorithme, basé sur les objets, utilise en entrée les objets reconstruits, calibrés et ordonnés de l'événement. L'énergie en dehors de ces objets est considérée comme provenant de pions chargés et neutres et est calibrée en conséquence.

La  $E_T^{\text{miss}}$  peut se décomposer en trois termes.

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss,calo}} + E_{x(y)}^{\text{miss,cryo}} + E_{x(y)}^{\text{muons}}$$

Le terme muonique est calculé à partir de la mesure des impulsions des muons reconstruits par le spectromètre à muons. L'énergie perdue par les muons dans le calorimètre n'est de cette façon pas doublement comptée, comme elle n'est prise en compte que dans le terme calorimétrique. Seuls les muons de bonne qualité associés à une trace dans le détecteur interne sont considérés, ce qui réduit grandement les risques de faux muons, parfois produits quand un nombre important de signaux est enregistré dans le spectromètre suite à des événements contenant des jets très énergétiques.

Dans un deuxième temps le terme de cryostat est calculé, il corrige la perte en énergie dans le cryostat entre le tonneau électromagnétique et le calorimètre à tuiles. Cette correction est appliquée en utilisant les valeurs des énergies mesurées à l'EMSCALE dans la dernière couche du calorimètre électromagnétique et dans la première couche du calorimètre à tuiles. Elle se trouve être non négligeable pour les jets ayant une grande impulsion transverse : elle est d'environ 5% pour les jets au delà de 500 GeV de  $p_T$ .

Enfin le terme calorimétrique est calculé en associant à tous les objets énergétiques reconstruits dans l'événement leurs cellules calibrées globalement. En commençant dans l'ordre par

les électrons, puis les photons, les leptons tau se désintégrant hadroniquement, les jets de b, les jets légers et enfin les muons, chaque cellule calorimétrique est associée avec son objet de grand  $p_T$ . La calibration raffinée de l'énergie transverse manquante remplace la contribution initiale des cellules calibrées globalement par la contribution des objets de grand  $p_T$  eux mêmes. Les cellules restantes, qui dépassent un seuil optimisé en terme de mesure de l'énergie transverse manquante et qui ne sont associées à aucun objet reconstruit sont incluses dans le calcul de la  $E_T^{\text{miss}}$ .

Les performances de la reconstruction de  $E_T^{\text{miss}}$  ont été étudiées [17]. Pour ce faire, les coupures de nettoyage introduites précédemment ont été appliquées sur environ  $300 \text{ nb}^{-1}$  des données de collisions de 2010. L'algorithme de jets AntiKt, basé sur les clusters topologiques à l'EMSCALE de la section précédente, a été utilisé mais cette fois avec un paramètre distance de  $R = 0.6$ . Seuls des événements sélectionnés par un trigger calorimètre, demandant au moins un jet de 15 GeV, ont été utilisés.

On sélectionne les événements dijets, en demandant que les deux jets aient un  $p_T > 25 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 4.5$ . On demande en plus dans les événements sélectionnés, la présence d'un vertex primaire, peu ou pas déplacé, avec plus de 5 traces associées. Après sélection, 13 millions d'événements dijets sont retenus pour étudier les performances de  $E_T^{\text{miss}}$ . En dehors de jets issus de la désintégration semi-leptonique d'un quark de saveur lourde, la sélection doit contenir très peu d'énergie transverse manquante. Ainsi, la majeure partie de l'énergie transverse manquante reconstruite est due à des imperfections dans la réponse du détecteur ou dans le processus de reconstruction.

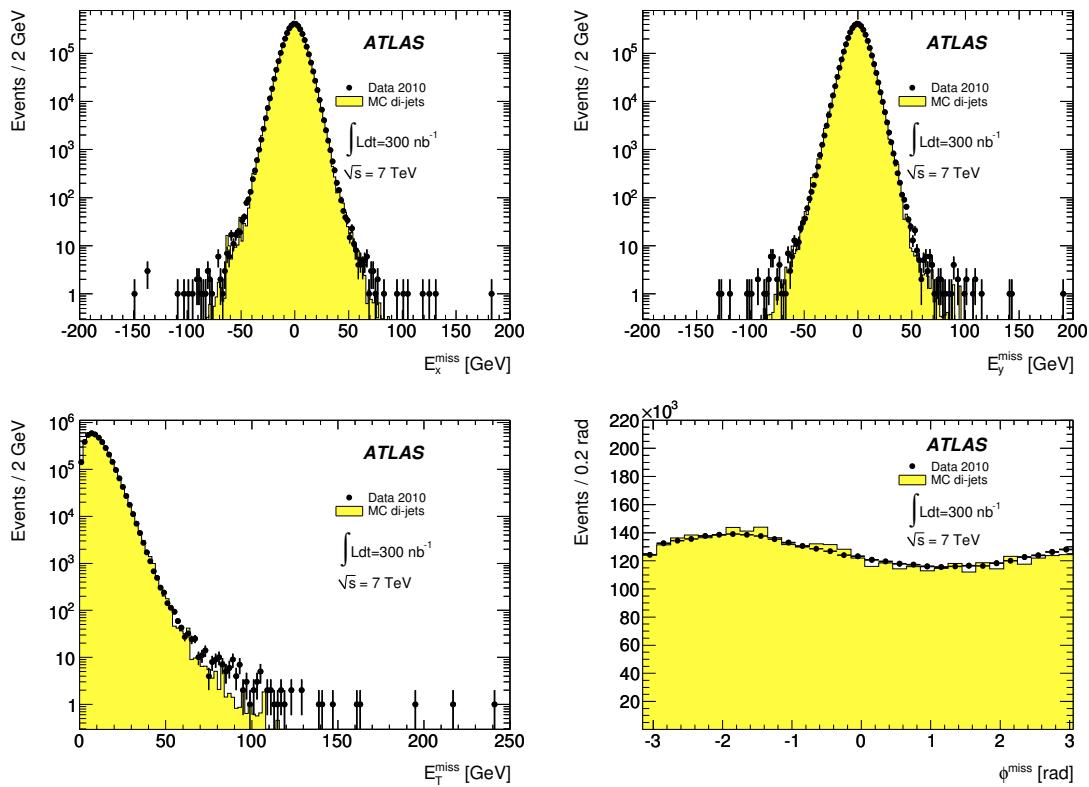
Les distributions de  $E_x^{\text{miss}}$ ,  $E_y^{\text{miss}}$ ,  $E_T^{\text{miss}}$  et  $\Phi^{\text{miss}}$  pour les données et le MC (normalisées au nombre d'événements) sont montrées sur la figure 3.51. Les distributions sont en bon accord pour toutes les quantités.

Les événements dans les queues de la distribution de  $E_T^{\text{miss}}$  ont été étudiés en détail, pour vérifier qu'ils ne proviennent pas d'effets instrumentaux. Il convient de noter que le nombre d'événements simulés est inférieur au nombre d'événements dans les données, ainsi les queues de distribution sont moins fournies dans la simulation. Il y a 18 événements avec plus de 110 GeV de  $E_T^{\text{miss}}$  dans les données. La majorité (13) est due à des jets mal mesurés, dans la plupart des cas parce qu'au moins un des jets pointe vers une des régions de transition entre les calorimètres. Deux événements sont dûs à la superposition de deux effets : mauvaise mesure de l'énergie d'un jet accompagnée de la présence d'un muon dans le jet. Un événement est dû à la présence d'un faux muon de grand  $p_T$  qui biaise la mesure de  $E_T^{\text{miss}}$ . Les deux derniers événements paraissent être de bons candidats  $b\bar{b}$ .

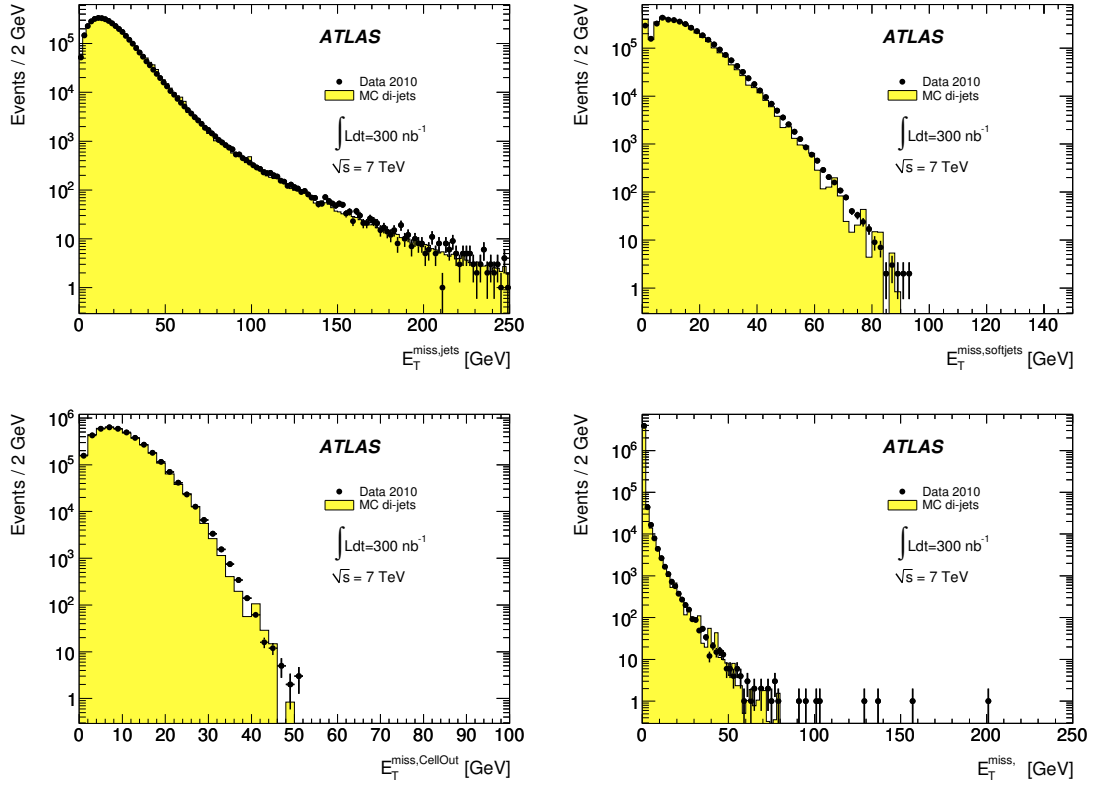
Les événements contenant de la fausse énergie transverse manquante due à des jets mal mesurés ou de l'énergie transverse manquante due à la désintégration semi-leptonique d'un quark de saveur lourde peuvent être rejetés par une coupure sur l'angle entre les jets et  $E_T^{\text{miss}}$  :  $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})$ .

Les contributions de jets et de topoclusters non associés aux objets reconstruits, ainsi que celles des muons sont visibles sur la figure 3.52. L'accord entre les données et la simulation est bon pour tous les termes contribuant à la MET. Les queues visibles dans le terme muonique sont essentiellement dues à de faux muons ainsi qu'à un muon issu d'un rayon cosmique qui peuvent être rejetés en appliquant des coupures plus sévères sur la sélection des muons utilisés dans la reconstruction. Dans le cadre de la recherche de supersymétrie on recalcule ce terme en ne prenant en compte que les muons "combinés" qui ont à la fois une trace dans le spectromètre à muons et dans le détecteur interne, passant des critères de qualité sur la forme du dépôt d'énergie et qui ne sont pas associés à un jet énergétique.

Pour les analyses SUSY, la contribution la plus importante à  $E_T^{\text{miss}}$  vient des jets, les effets de calibration doivent être sous contrôle et la contribution des faux jets réduite au minimum. Il faut aussi noter qu'avec les critères de sélection de l'analyse SUSY présentée au chapitre 4, le terme muonique peut aussi fausser le calcul de  $E_T^{\text{miss}}$ .



**FIGURE 3.51** – Distribution de  $E_x^{\text{miss}}$  (en haut à gauche),  $E_y^{\text{miss}}$  (en haut à droite),  $E_T^{\text{miss}}$  (en bas à gauche),  $\Phi^{\text{miss}}$  (en bas à droite) mesurées dans la sélection de données dijets. La prédiction de la simulation, normalisée au nombre d'entrées dans les données est superposée à la distribution des données. Les événements dans les queues sont décrits dans le texte.



**FIGURE 3.52** – Distributions de  $E_T^{\text{miss}}$  calculée à partir des cellules des topoclusters dans les jets (en haut à gauche), des jets de bas  $p_T$  (en haut à droite), des topoclusters non associés à des objets reconstruits (en bas à gauche) et pour les muons reconstruits (en bas à droite) pour les données (points) et la simulation MC (histogrammes) pour la sélection d'événements dijets. La prédiction de la simulation, normalisée au nombre d'entrées dans les données est superposée à la distribution des données. Les événements dans les queues sont décrits dans le texte.

### 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre on a pu voir une variable, le facteur de qualité  $Q$ . Elle a été étudiée sur les données cosmiques, puis de collisions. Différentes étapes ont été nécessaires pour la rendre utilisable et efficace pour la collaboration. Désormais elle joue un rôle important au niveau du monitoring, où elle contribue à la rejection de la fraction la plus bruyante des données enregistrées ; elle permet aussi la rejection d'événements problématiques individuels ; au niveau des analyses physiques, elle est utilisée pour la sélection des photons, des électrons, des jets et pour le calcul de l'énergie transverse manquante.

## Chapitre 4

# Recherche de supersymétrie

Comme rappelé dans le chapitre 1, la production de squarks et gluinos possède le plus grand potentiel de découverte dans le cadre d'une recherche de supersymétrie car c'est le processus qui a la plus grande section efficace de production. De même, l'état final jets+énergie transverse manquante sans lepton est le canal de recherche le plus sensible dans le cadre de la conservation de la R-parité. C'est donc une analyse de recherche de squarks et de gluinos dans ce canal de désintégration que j'ai effectuée.

Dans ce chapitre les résultats de juin 2011 d'ATLAS seront présentés (avec l'augmentation de la luminosité intégrée ces résultats éclipsent ceux de 2010). La deuxième partie traitera de mes contributions à l'analyse.

Dans le but d'avoir la meilleure sensibilité possible dans le plan  $(m_{squark}, m_{gluino})$ , trois régions de signal ont été définies. Quand la production de paires de squarks est dominante, seul un petit nombre de jets (un par squark dans la désintégration  $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_1^0$ ) est attendu. Une analyse 2-jets a été développée pour couvrir ce cas simple. Quand la production implique des gluinos ( $\tilde{g}\tilde{g}$  ou  $\tilde{q}\tilde{g}$ ), des jets supplémentaires sont attendus provenant du processus  $\tilde{g} \rightarrow qq + \tilde{\chi}_1^0$ . Dans ces régions, demander au moins trois jets permet d'avoir une meilleure sensibilité. Quand la production de  $\tilde{g}\tilde{g}$  domine, il faut préférentiellement demander au moins 4 jets dans l'événement.

### 4.1 Reconstruction et sélection des objets et des événements.

Les candidats jets sont reconstruits en utilisant l'algorithme de clustering Anti- $K_T$  avec un paramètre de distance de 0.4. En entrée de cet algorithme on trouve des clusters de cellules calorimétriques. Les jets sont corrigés des effets de non-compensation des calorimètres et des inhomogénéités en utilisant une calibration dépendant de l'impulsion et de la position des jets, les coefficients de cette calibration proviennent des données. De plus, des corrections sont appliquées pour soustraire l'énergie additionnelle due à l'empilement et pour calculer les paramètres du jet par rapport à son vertex d'origine. Seuls les candidats jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV et situés à  $|\eta| < 2.8$  sont considérés.

Les candidats électrons doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 20 GeV,  $|\eta| < 2.47$  et satisfaire aux conditions "medium" imposées par le "groupe de performance e/gamma" d'ATLAS sur la forme de la gerbe électromagnétique et la qualité de la trace. Tous les candidats jets situés à une distance inférieure à 0.2 en  $\Delta R$  d'un électron reconstruit sont ignorés.

Les candidats muons doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 10 GeV,  $|\eta| < 2.4$  et satisfaire à des critères de sélection définis par le "groupe de performance muon" [16]. Les muons situés dans des jets sont retirés.

Tous les candidats leptons restants situés à moins de 0.4 en  $\Delta R$  de l'un des jets restants sont rejetés.



Pour que cette analyse soit orthogonale aux analyses 1-2 lepton(s) qui sélectionnent des électrons et des muons isolés, on rejete tous les événements avec un lepton reconstruit isolé.

Le bruit de fond non collisionnel est rejeté par les coupures présentées dans la section 3.5.4.a. Ces critères sont appliqués aux jets avec un  $p_T > 20$  GeV (à l'EMJES scale) et quelle que soit la pseudo-rapacité, ils sont utilisés pour rejeter les faux jets issus de sources non-collisionnelles. Les événements avec au moins un jet ne passant pas les critères de qualité sont rejetés.

La mesure de l'énergie transverse manquante et de sa direction en  $\phi$  est effectuée à partir de l'impulsion transverse de tous les candidats jets (quelque soit leur position en  $\eta$ ) et leptons restants et de tous les clusters calorimétriques non associés à ces objets.

#### 4.1.1 Coupures générales de nettoyage au niveau des événements

Pour permettre l'identification des jets par rapport au point d'interaction primaire, un vertex primaire avec au moins 5 traces associées est demandé :

$$\text{On demande au moins un vertex primaire avec } N_{trk} \geq 5 \text{ traces associées} \quad (4.1)$$

En plus des coupures appliquées précédemment sur la qualité des jets, une coupure spécifique est appliquée sur la fraction chargée des  $N$  jets définis dans la région de signal :

$$\text{Aucun des } N \text{ leading jets ne satisfait } chf < 0.05 \text{ pour des } |\eta| < 2.0 \quad (4.2)$$

où  $chf$  est le rapport entre la somme des  $p_T$  des traces associées aux jets issus du vertex principal et le  $p_T$  du jet. Cette coupure est très efficace pour rejeter les cosmiques, le bruit issu du faisceau et le bruit du détecteur quand aucune trace n'est attendue ou que seule la présence accidentielle d'une trace d'un vertex de biais minimum est attendue. De plus, ce critère rejette aussi les événements où l'un des jets principaux ne provient pas de l'interaction dure. J'ai travaillé à la définition de cette coupure comme décrit dans la section 4.5.3.

#### 4.1.2 Système de déclenchement

Un travail considérable a été effectué au niveau du trigger pour l'analyse 0-lepton. Déclencher sur les jets seuls avec la luminosité de 2011 n'est pas faisable en pratique, les processus de QCD produisant énormément de jets avec peu d'énergie transverse manquante. Les autres possibilités sont de déclencher sur l'énergie transverse manquante, ou sur une combinaison d'énergie transverse manquante et de jets, c'est cette dernière possibilité qui a été choisie.

Le trigger de jets dans ATLAS est basé sur la sélection des jets en fonction de leur énergie transverse aux trois niveaux de triggers. Au niveau 1 la reconstruction des jets utilise des tours calorimétriques avec une granularité de  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$ . Si un candidat jet au niveau 1 passe un seuil en énergie  $E_T$ , le système de déclenchement de jet de niveau 2 continue le travail en demandant les données calorimétriques dans une région de  $1.0 \times 1.0$  autour de la région d'intérêt de niveau 1 et utilise un algorithme à fenêtre glissante (sliding window algorithm) [25].

Le système de déclenchement de l'énergie transverse manquante sélectionne des événements avec un grand déséquilibre dans la mesure de l'énergie transverse par rapport à l'axe du faisceau. Il y a trois sources possibles pour un tel déséquilibre : la présence de particules interagissant faiblement dans l'état final, une mauvaise mesure de l'énergie des jets ou du bruit calorimétrique. La première source est intéressante au niveau d'une recherche de supersymétrie mais c'est surtout la deuxième que l'on observe. Les seuils de trigger d'énergie transverse manquante sont dictés par les fluctuations d'énergie des jets.

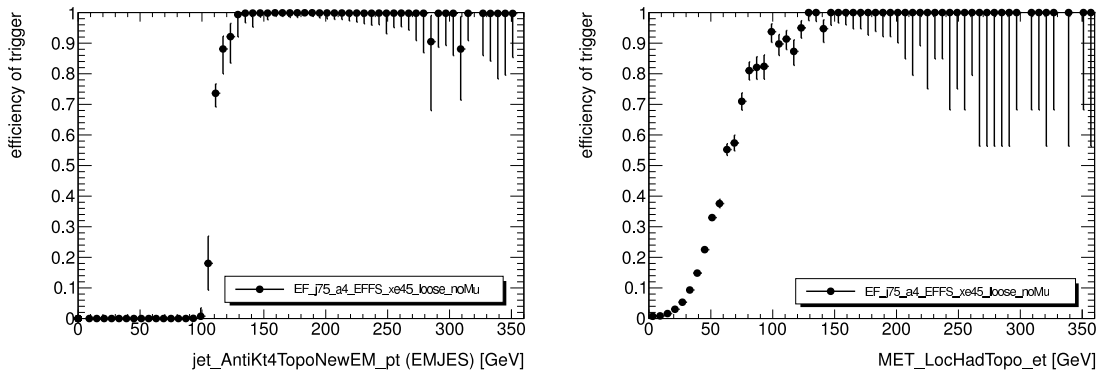
Au niveau 1, les contributions à la  $E_T^{\text{miss}}$  suivant x et y sont reconstruites à partir des tours de trigger, la décision de déclenchement est basée sur la valeur de ces deux variables. Au niveau 2, on réutilise les composantes suivant x et y du niveau 1 et on calcule leur amplitude vectorielle résultante, l'énergie transverse manquante à proprement parler.

Région de signal	$\geq 2$ jets	$\geq 3$ jets	$\geq 4$ jets
$E_T^{\text{miss}}$ [GeV]	$> 130$	$> 130$	$> 130$
Leading jet $p_T$ [GeV]	$> 130$	$> 130$	$> 130$
Second jet $p_T$ [GeV]	$> 40$	$> 40$	$> 40$
Troisième jet $p_T$ [GeV]	–	$> 40$	$> 40$
Quatrième jet $p_T$ [GeV]	–	–	$> 40$
$\Delta\phi(\text{jet}_i, E_T^{\text{miss}})_{\min}$ ( $i = 1 \dots 2$ ou $3$ )	$> 0.4$	$> 0.4$	$> 0.4$
$E_T^{\text{miss}}/Meff$	$> 0.3$	$> 0.25$	$> 0.25$
$Meff$ [GeV]	$> 1000$	$> 1000$	$> 1000$

**TABLE 4.1** – Critères de sélection pour chacune des trois régions de signal complémentaires. Toutes les variables sont définies dans la Section 4.1.3.

Pour l’analyse 2011 les seuils de triggers demandent un jet de 75 GeV et plus de 45 GeV d’énergie transverse manquante.

La sélection topologique est dictée en partie par le trigger : on se place sur le plateau du trigger que l’on peut observer sur la figure 4.1.



**FIGURE 4.1** – Efficacité du trigger appliqué à la sélection SUSY 2011 en fonction du  $p_T$  du jet (à l’EMJES) le plus énergétique de l’événement à gauche et de l’énergie transverse manquante à droite.

### 4.1.3 Sélection des événements

Trois régions de signal demandant un nombre croissant de jets sont définies, comme montré dans la table 4.1. La sélection sur le jet de plus grande énergie et  $E_T^{\text{miss}}$  assure que l’on est sur le plateau de trigger. Les autres jets définissant la topologie doivent avoir  $p_T > 40$  GeV pour éviter de sélectionner des jets de pile-up. Dans cette table,  $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})_{\min}$  est la plus petite des séparations azimutales entre  $\vec{P}_T^{\text{miss}}$  et les jets avec  $p_T > 40$  GeV (tous les candidats jets jusqu’au troisième, ordonnés par  $p_T$  décroissants). La masse effective,  $Meff$ , est définie comme la somme de  $E_T^{\text{miss}}$  et de l’amplitude des moments transverse des deux, trois ou quatre jets de plus grand  $p_T$  suivant la région de signal choisie.

On met ensuite en place toute une procédure de coupures pour réduire la présence des différents bruits de fond physiques dans notre région de signal. La définition de ces coupures est issue des analyses Monte-Carlo effectuées par la collaboration en 2007/2008 et ne sont pas optimisées pour un modèle en particulier.

Une des premières coupures que l’on applique, concerne l’angle entre la direction des dif-

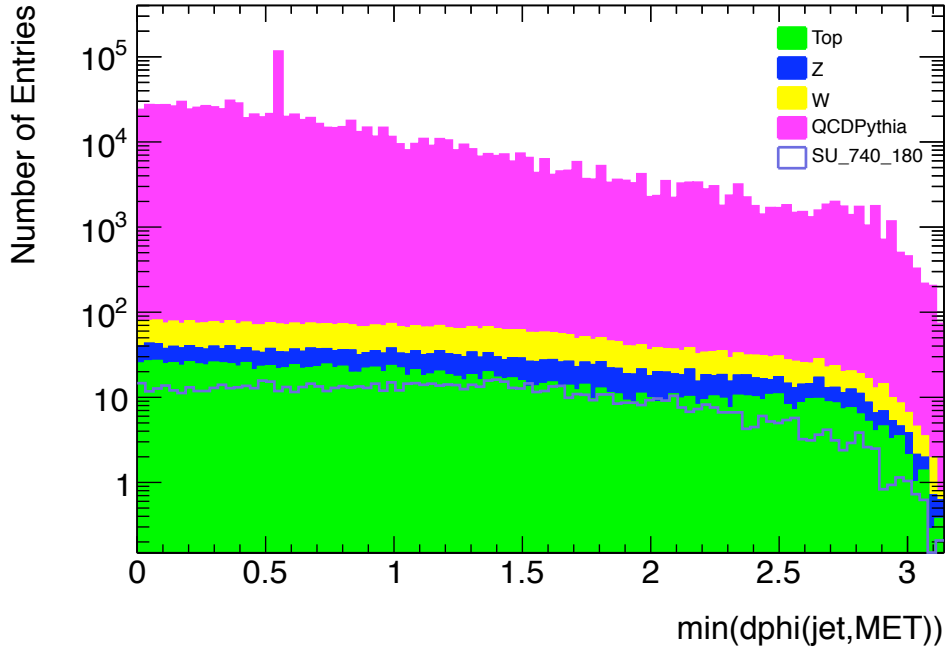
férents jets considérés dans la région de signal et la direction de l'énergie transverse manquante. D'après les simulations de signaux supersymétriques, cet angle est relativement grand pour du signal alors que ce n'est pas tout à fait le cas pour les fonds du MS comme on peut le voir sur les figures 4.2 (avec juste une sélection topologique 3 jets) et 4.3 (sur laquelle toutes les coupures d'analyse sauf celle sur  $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})_{\text{min}}$  sont appliquées). Ici le signal de SUSY choisi est un point mSUGRA : ( $m_0 = 740, m_{1/2} = 180, \tan\beta = 10, A_0 = 0, \mu > 0$ ). Cette coupure est essentiellement appliquée pour rejeter les événements de fond QCD dans lesquels l'énergie d'un jet reconstruit fluctue ou pour lesquels un quark de saveur lourde (b/c) décroît semi-leptoniquement. Dans les deux cas, si un seul jet est concerné la  $E_T^{\text{miss}}$  est alignée au jet. Cette coupure en  $\Delta\phi$  est appliquée pour les deux jets les plus énergétiques dans le cadre de la région de signal 2 jets et les 3 jets les plus énergétiques pour les autres régions.

Pour se prémunir contre le fond QCD on met en place une coupure sur le rapport entre la  $E_T^{\text{miss}}$  et la masse effective. Pour le fond QCD l'essentiel de la  $E_T^{\text{miss}}$  provient de fluctuations de l'énergie mesurée des jets ou de neutrinos issus de la désintégration de quarks de saveurs lourdes, le rapport entre  $E_T^{\text{miss}}$  et  $M_{\text{eff}}$  est donc relativement petit, ce qui n'est pas le cas des autres fonds et du signal comme on peut le voir sur les figures 4.4 et 4.5. Dans le cadre de l'analyse trois jets qui est représentée ici, on a choisi de mettre la coupure à 0.25. Cette valeur n'est pas optimisée, suivant le point mSUGRA étudié, le spectre du signal peut voir son maximum décalé vers la gauche ou vers la droite.

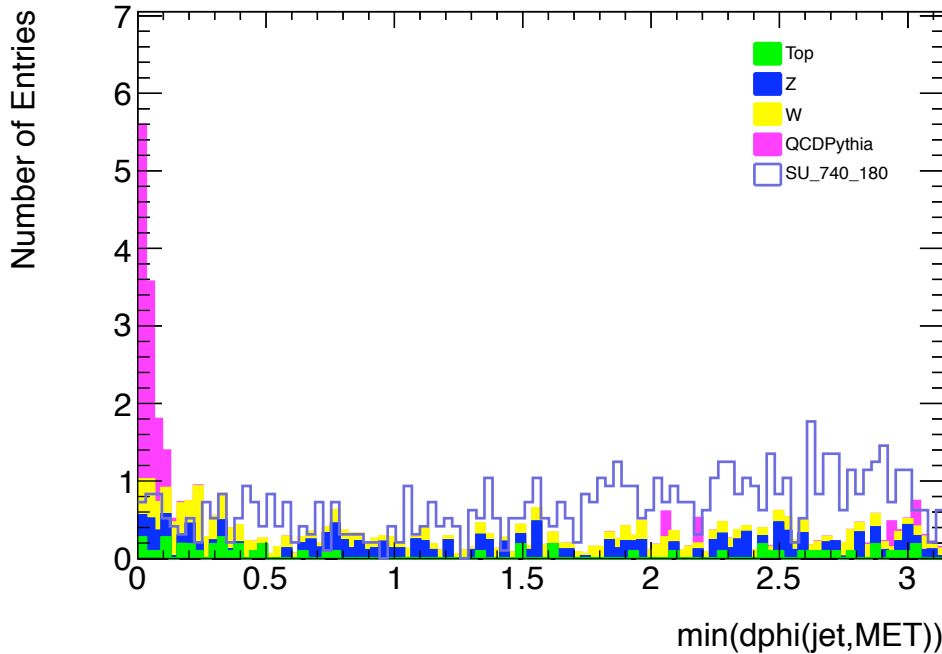
Enfin, on peut couper sur la valeur de la masse effective elle même comme on peut le voir sur les figures 4.6 et 4.7. La figure 4.8 montre la distribution de  $M_{\text{eff}}$  après toutes les coupures. À nouveau, cette coupure n'est pas optimisée, le spectre en  $M_{\text{eff}}$  est très dépendant du point mSUGRA étudié, de plus ces coupures sont aussi utilisées pour d'autres modèles supersymétriques.

Typiquement pour les différents points considérés ici dans le modèle mSUGRA l'efficacité de sélection varie entre 10 et 20 %. Comme on peut le voir sur la figure 4.8 ce jeu de coupures permet d'avoir un rapport signal sur bruit supérieur à 1 pour les parties du plan  $(\tilde{q}, \tilde{g})$  où la statistique est suffisante. Généralement le rapport signal sur bruit est compris entre 2 et 3, pour l'exemple présenté sur la figure 4.8 il est de 2.4.

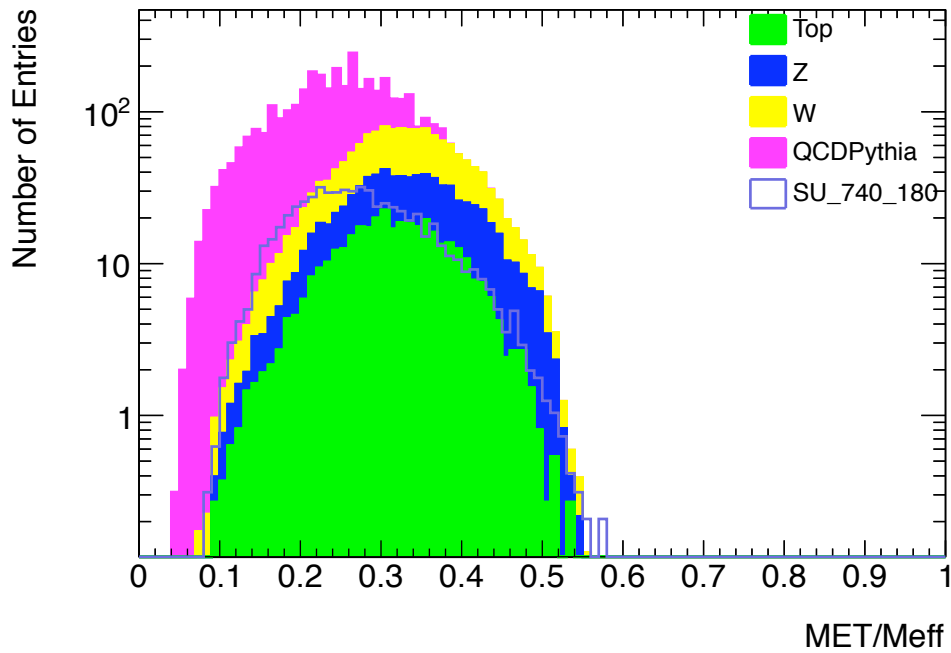
Les différentes coupures sont résumées sur la table 4.1.



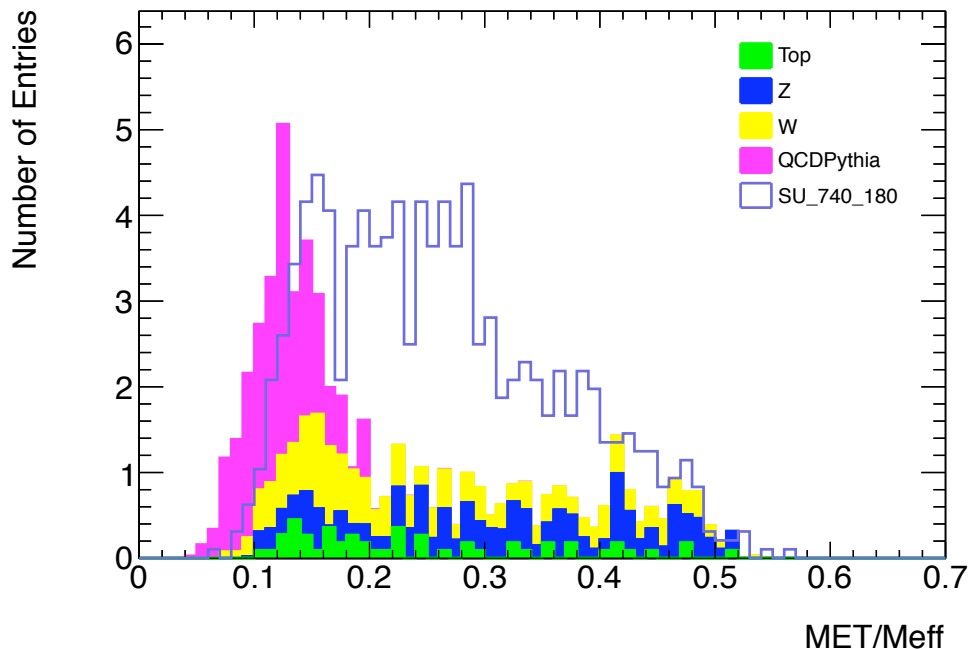
**FIGURE 4.2** – Distribution de l’angle entre le jet le plus énergétique de l’événement et la direction de l’énergie transverse manquante pour les différents bruits de fond simulés et d’un signal supersymétrique mSUGRA simulé dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets juste après la sélection sur l’impulsion transverse des jets et de la  $E_T^{\text{miss}}$ . (Le pic dans la distribution du fond QCD est dû à un événement de grand poids). La coupure officielle est de garder les événements avec  $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})_{\text{min}} > 0.4$ .



**FIGURE 4.3** – Distribution marginale de l’angle entre le jet le plus énergétique de l’événement et la direction de l’énergie transverse manquante pour les différents bruits de fond simulés et pour un signal supersymétrique mSUGRA simulé, dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets. La coupure officielle est de garder les événements avec  $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})_{\text{min}} > 0.4$ .



**FIGURE 4.4** – Distribution du rapport entre la  $E_T^{\text{miss}}$  et la masse effective pour les différents bruits de fond simulés et pour un signal supersymétrique mSUGRA simulé, dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets juste après la sélection sur l’impulsion transverse des jets et de la  $E_T^{\text{miss}}$ . La coupure officielle est de garder les événements avec  $E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}} > 0.25$ .



**FIGURE 4.5** – Distribution marginale du rapport entre la  $E_T^{\text{miss}}$  et la masse effective pour les différents bruits de fond simulés et pour un signal supersymétrique mSUGRA simulé, dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets. La coupure officielle est de garder les événements avec  $E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}} > 0.25$ .

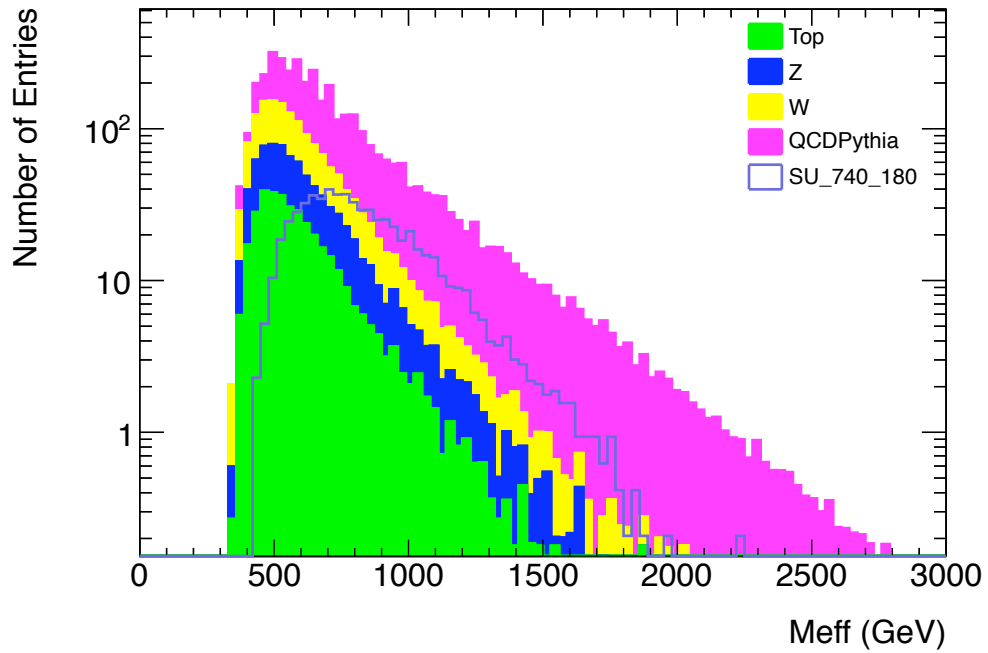


FIGURE 4.6 – Distribution de la masse effective pour les différents bruits de fond simulés et pour un signal supersymétrique mSUGRA simulé, dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets juste après la sélection sur l’impulsion transverse des jets et de la  $E_T^{\text{miss}}$ . La coupure officielle est de garder les événements avec  $m_{\text{eff}} > 1000$  GeV.

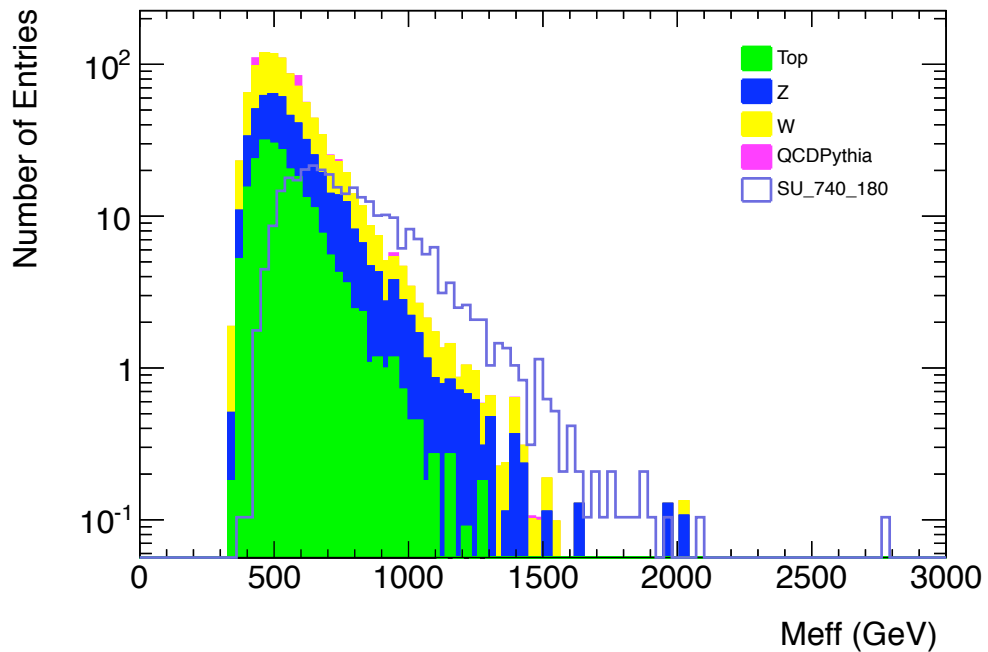
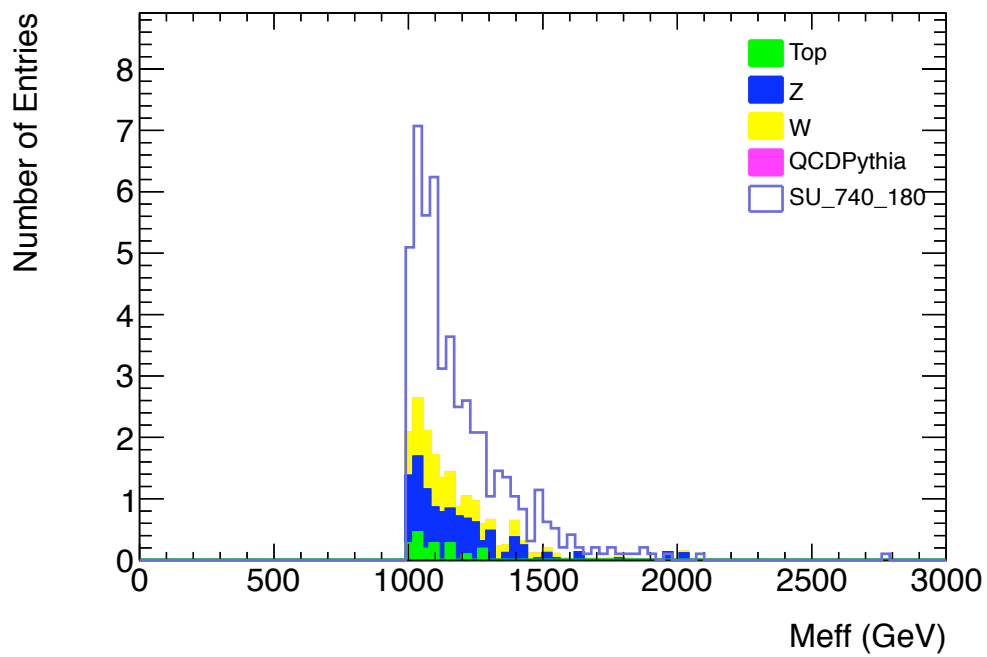


FIGURE 4.7 – Distribution marginale de la masse effective pour les différents bruits de fond simulés et pour un signal supersymétrique mSUGRA simulé, dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets. La coupure officielle est de garder les événements avec  $m_{\text{eff}} > 1000$  GeV.



**FIGURE 4.8** – Distribution de la masse effective pour les différents bruits de fond simulés et pour un signal supersymétrique mSUGRA simulé, dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets après toutes les coupures de sélection. La coupure officielle est de garder les événements avec  $m_{\text{eff}} > 1000$  GeV.

## 4.2 Compréhension des différents fonds

Les processus du Modèle Standard contribuent aux événements présents dans les régions de signal en tant que bruit de fond. Les processus principaux sont :  $W$ +jets,  $Z$ +jets, paires de top, la production de multi-jets ou de single top. Une liste quantitative des différents lots de données simulées est présentée dans la table 4.2, les détails sur la production des différents lots de données sont disponibles dans la partie 2.4.1. Les k-facteurs sont des facteurs de normalisation appliqués à la section efficace de production des différents processus  $W \rightarrow \ell\nu$ ,  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$  et  $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ . Ils sont obtenus en faisant le rapport entre la section efficace de production inclusive totale au NNLO et les sections efficaces de production au LO.

Nom	Générateur	Section efficace [pb]	k-facteur
$W\ell\nu\text{Np0}$	Alpgen Jimmy	6913.3	1.199
$W\ell\nu\text{Np1}$	Alpgen Jimmy	1293.0	1.199
$W\ell\nu\text{Np2}$	Alpgen Jimmy	377.1	1.199
$W\ell\nu\text{Np3}$	Alpgen Jimmy	100.9	1.199
$W\ell\nu\text{Np4}$	Alpgen Jimmy	25.3	1.199
$W\ell\nu\text{Np5}$	Alpgen Jimmy	6.9	1.199
$Z\ell\ell\text{Np0}$	Alpgen Jimmy	664.1	1.25
$Z\ell\ell\text{Np1}$	Alpgen Jimmy	133.0	1.25
$Z\ell\ell\text{Np2}$	Alpgen Jimmy	40.2	1.25
$Z\ell\ell\text{Np3}$	Alpgen Jimmy	11.1	1.25
$Z\ell\ell\text{Np4}$	Alpgen Jimmy	2.9	1.25
$Z\ell\ell\text{Np5}$	Alpgen Jimmy	0.753	1.25
$Z\nu\nu\text{Np0}$	Alpgen Jimmy	28.05	1.28
$Z\nu\nu\text{Np1}$	Alpgen Jimmy	428.9	1.28
$Z\nu\nu\text{Np2}$	Alpgen Jimmy	193.1	1.28
$Z\nu\nu\text{Np3}$	Alpgen Jimmy	58.3	1.28
$Z\nu\nu\text{Np4}$	Alpgen Jimmy	14.5	1.28
$Z\nu\nu\text{Np5}$	Alpgen Jimmy	4.7	1.28
T1	MC@NLO Jimmy	89.4	1
TTbar_FullHad	MC@NLO Jimmy	71.4	1
J0 jetjet	Pythia	$9750 \cdot 10^6$	1
J1 jetjet	Pythia	$673 \cdot 10^6$	1
J2 jetjet	Pythia	$41 \cdot 10^6$	1
J3 jetjet	Pythia	$2.2 \cdot 10^6$	1
J4 jetjet	Pythia	$88 \cdot 10^3$	1
J5 jetjet	Pythia	2330	1
J6 jetjet	Pythia	33.8	1
J7 jetjet	Pythia	0.14	1

**TABLE 4.2** – Ensemble des processus du Modèle Standard utilisés pour la simulation des bruits de fond. La table contient la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement et le nombre d'événements générés dans l'échantillon. Dans la table  $\ell$  représente un électron, un muon ou un tau.

Il n'y a aucun événement dans les régions de signal qui proviennent de problèmes de détecteur ou de bruit faisceau d'après des estimations basées sur les données. La majorité du fond  $W$ +jets est composé d'événements  $W \rightarrow \tau\nu$ , ou  $W \rightarrow \ell\nu$  (avec  $\ell$  un électron ou un muon) dans lesquels le lepton n'a pas été reconstruit, identifié ou est situé hors de l'acceptance. La majeure partie du fond



$Z$ +jets provient de la fraction irréductible  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$  qui conduit à une grande  $E_T^{\text{miss}}$ . Le processus  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\tau\nu qq$  avec  $\tau$  se désintégrant en hadrons et des événements single top peuvent avoir une grande  $E_T^{\text{miss}}$  et passer les spécifications de jets et de lepton à un taux non négligeable. Le fond multi-jet dans les régions de signal est causé par des cas rares de mauvaise reconstruction de l'énergie des jets dans les calorimètres entraînant une "fausse" énergie transverse manquante mais aussi par la production de neutrinos dans le cadre de désintégrations semileptoniques de quarks lourds. Une validation du MC sur les données a été effectuée pour chacune de ces sources de fonds dans une large gamme de régions de contrôle.

Pour estimer les fonds d'une manière consistante, cinq régions de contrôle sont définies pour chacune de ces trois régions de signal, ce qui donne un total de 15 régions de contrôle. La sélection d'événements dans les régions de contrôle est conçue pour fournir un lot de données enrichies dans une source particulière de fond. Chaque ensemble de cinq régions de contrôle et d'une région de signal constitue un canal indépendant de l'analyse. Les régions de contrôle sont optimisées pour contenir un échantillon statistiquement significatif, tout en minimisant le plus possible les incertitudes systématiques provenant de l'extrapolation de chacune des régions de contrôle vers la région de signal.

Le bruit de fond irréductible provenant des événements  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ +jets est estimé en utilisant des régions de contrôle enrichies dans un processus proche avec une cinématique semblable : des événements avec des photons et des jets. Le moment reconstruit du photon est ajouté au vecteur  $\vec{P}_T^{\text{miss}}$  pour obtenir une estimation de l'énergie transverse manquante observée dans les événements  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ +jets (région de contrôle 1A). Une région de contrôle enrichie en événements  $Z \rightarrow ee/\mu\mu$ +jets (région de contrôle 1B) est utilisée pour vérifier les résultats obtenus avec les processus photon + jets et se trouve être en bon accord ; ces résultats sont tous les deux utilisés dans l'ajustement final.

Le fond issu des processus multi-jets est estimé en utilisant des régions de contrôle dans lesquelles la coupure sur la distance minimale entre la  $E_T^{\text{miss}}$  et le  $\phi$  du jet est inversée et renforcée de sorte que l'on demande désormais  $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})_{\text{min}} < 0.2$  (région de contrôle 2). On sélectionne ainsi des événements dans lesquels le vecteur  $E_T^{\text{miss}}$  est aligné avec un des jets de l'analyse dans le plan transverse. Une telle topologie est caractéristique des événements contenant des jets mal mesurés ou contenant un neutrino provenant de la désintégration d'un quark de saveur lourde dans le jet.

Le fond issu des événements  $W \rightarrow \ell\nu$ +jets est estimé à partir d'un lot d'événements avec un lepton (électron ou muon), une  $E_T^{\text{miss}}$  relativement importante et une masse transverse du couple  $(\ell, E_T^{\text{miss}})$  entre 30 et 100 GeV, cohérente avec la masse du  $W$  (région de contrôle 3). Un véto contre les jets provenant de la désintégration de quarks  $b$  est appliqué en demandant explicitement l'absence de vertex secondaire, ce qui permet de supprimer la contamination issue des quarks top.

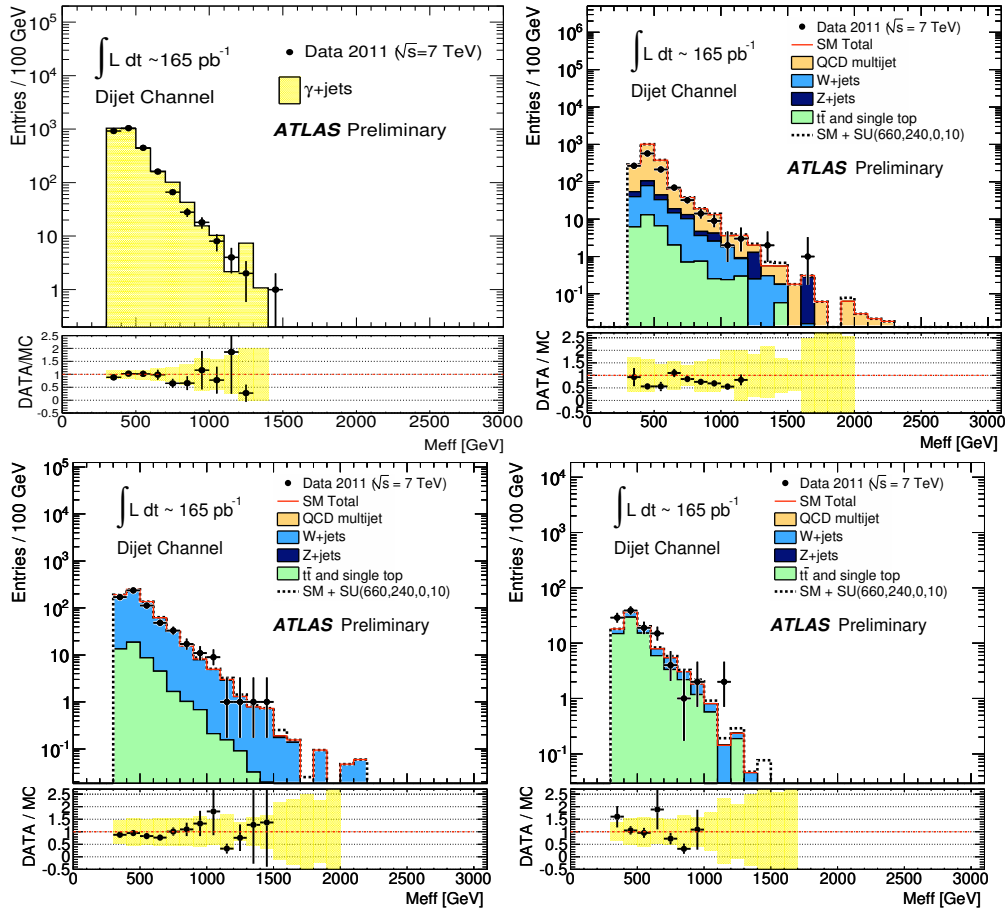
Le fond issu des événements de quarks top est estimé en utilisant la même procédure que dans le cas  $W \rightarrow \ell\nu$ +jets, mais en demandant explicitement un vertex déplacé (région de contrôle 4). Cela permet d'augmenter la fraction d'événements top dans le lot de contrôle par rapport à celle de boson  $W$ . Le facteur de transfert que l'on obtient inclut les contributions des événements où les quarks top se désintègrent leptoniquement et des événements où un single top est produit.

Le détail des coupures de sélection pour les différentes régions de contrôle est disponible dans la table 4.3.

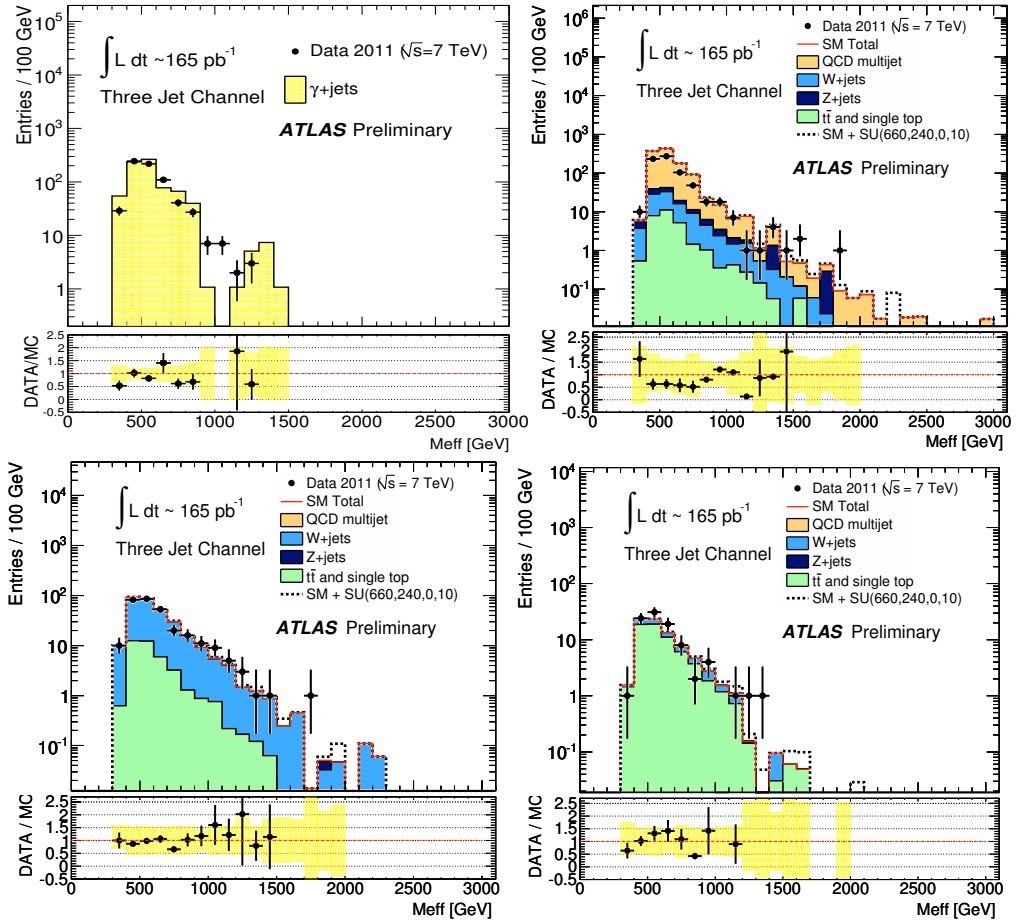
Les distributions de  $m_{\text{eff}}$  pour chaque région de contrôle dans le cas des analyses  $\geq 2$ -,  $\geq 3$ - et  $\geq 4$ -jets, comparées aux données sont disponibles sur les figures 4.9 à 4.11. Elles montrent que la simulation reproduit correctement les données dans tous les cas, étant donné la statistique disponible.

TABLE 4.3 – Critères de sélection pour les régions de contrôle.

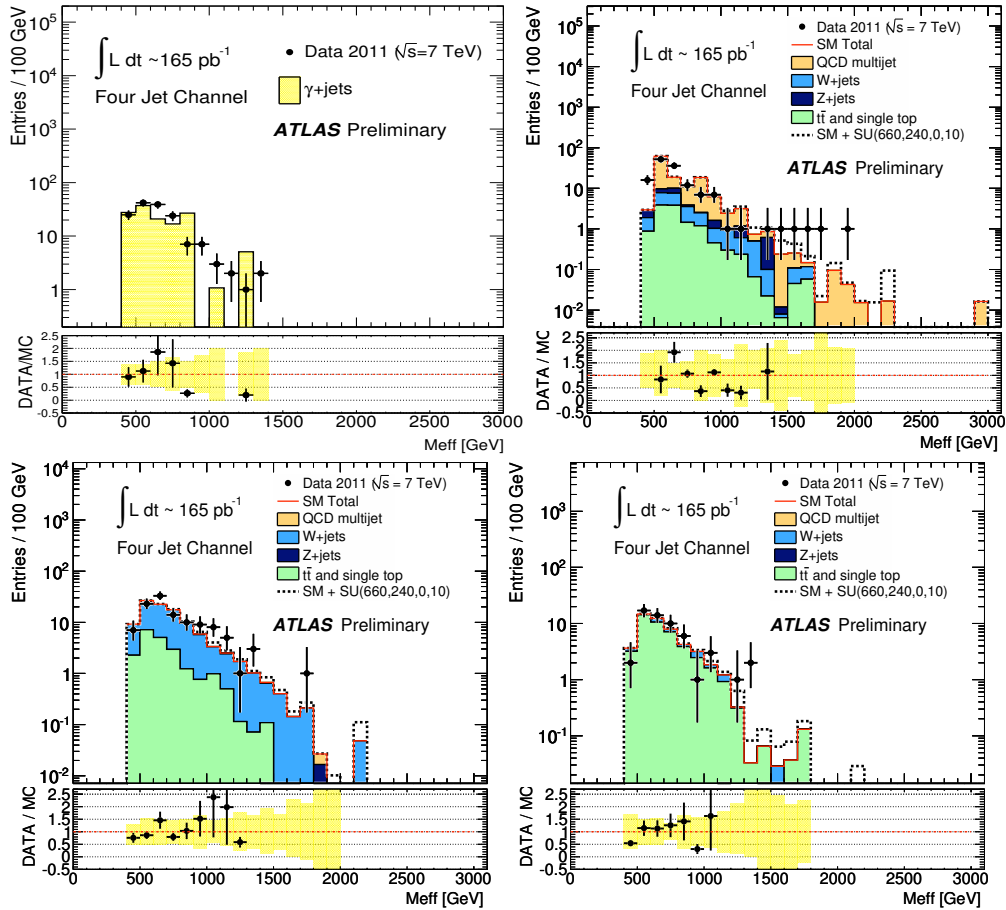
Coupure	Région de contrôle			
	1A	1B	2	3
1				4
Pour les données, ne sont gardés que les bons lumiblocks.				
2	trigger photon de 60 GeV	trigger électron de 20 GeV ou trigger muon de 20 GeV	trigger standard d'analyse	trigger électron de 20 GeV ou trigger muon de 20 GeV
3		toutes les coupures de qualité de l'analyse sur les jets et le vertex.		
4	critères officiels de sélection des photons	exactement 2 leptons de signes opposés : $p_T(e) > 25, 20$ GeV ou $p_T(\mu) > 20, 20$ GeV	veto des leptons comme dans les régions de signal	exactement un lepton avec $p_T(e) > 25$ GeV ou $p_T(\mu) > 20$ GeV
5	-	-	-	$\geq 1$ jet de $p_T > 40$ GeV avec un vertex déplacé
6	-	$66 \text{ GeV} < m(\ell\ell)$ $< 116 \text{ GeV}$	-	$30 \text{ GeV} < m_T(\ell, E_T^{\text{miss}})$ $< 100 \text{ GeV}$
MET utilisée :	$E_T^{\text{miss}} = E_T^{\text{miss}} + p_T(\gamma)$	$E_T^{\text{miss}} = E_T^{\text{miss}} + p_T(\ell\ell)$	-	lepton considéré comme un jet
7	même coupures que les 5 premières de la table 4.1			
$\Delta\phi(\text{jet}_i, E_T^{\text{miss}})_{\min} (i = 1, 2, 3)$	pas de coupure	pas de coupure	$< 0.2$	pas de coupure
$E_T^{\text{miss}} / M_{\text{eff}}$	idem table 4.1	pas de coupure	idem table 4.1	pas de coupure
$M_{\text{eff}}$	idem table 4.1	$m_{\text{eff}} > 700$	idem table 4.1	$m_{\text{eff}} > 700$



**FIGURE 4.9** – Distributions de  $m_{\text{eff}}$  dans les régions de contrôle CR1, CR2, CR3 et CR4 pour l'analyse 2 jets. Ces histogrammes montrent aussi la distribution attendue dans le cadre du Modèle Standard et la distribution attendue pour le point mSUGRA de référence ATLAS ( $m_0 = 660$  GeV,  $m_{1/2} = 240$  GeV,  $A_0 = 0$ ,  $\tan\beta = 10$  et  $\mu > 0$ ). En dessous de chaque histogramme le rapport entre les données et la prédiction du Modèle Standard est fourni. Les barres verticales noires montrent l'incertitude statistique provenant des données, alors que les bandes jaunes montrent la taille des incertitudes combinant la statistique des processus du Modèle Standard, l'échelle en énergie des jets et la résolution en énergie des jets.



**FIGURE 4.10** – Distributions de  $m_{\text{eff}}$  dans les régions de contrôle CR1, CR2, CR3 et CR4 pour l’analyse 3 jets. Ces histogrammes montrent aussi la distribution attendue dans le cadre du Modèle Standard et la distribution attendue pour le point mSUGRA de référence ATLAS ( $m_0 = 660$  GeV,  $m_{1/2} = 240$  GeV,  $A_0 = 0$ ,  $\tan \beta = 10$  et  $\mu > 0$ ). En dessous de chaque histogramme le rapport entre les données et la prédiction du Modèle Standard est fourni. Les barres verticales noires montrent l’incertitude statistique provenant des données, alors que les bandes jaunes montrent la taille des incertitudes combinant la statistique des processus du Modèle Standard, l’échelle en énergie des jets et la résolution en énergie des jets.



**FIGURE 4.11** – Distributions de  $m_{\text{eff}}$  dans les régions de contrôle CR1, CR2, CR3 et CR4 pour l'analyse 4 jets. Ces histogrammes montrent aussi la distribution attendue dans le cadre du Modèle Standard et la distribution attendue pour le point mSUGRA de référence ATLAS ( $m_0 = 660$  GeV,  $m_{1/2} = 240$  GeV,  $A_0 = 0$ ,  $\tan\beta = 10$  et  $\mu > 0$ ). En dessous de chaque histogramme le rapport entre les données et la prédiction du Modèle Standard est fourni. Les barres verticales noires montrent l'incertitude statistique provenant des données, alors que les bandes jaunes montrent la taille des incertitudes combinant la statistique des processus du Modèle Standard, l'échelle en énergie des jets et la résolution en énergie des jets.

### 4.3 Incertitudes systématiques

Dans cette analyse les incertitudes systématiques apparaissent suite à l'utilisation des facteurs de transfert qui lient les observations dans des régions de contrôle aux estimations de fonds dans les régions de signal mais aussi du fait de la modélisation du signal SUSY. Pour les facteurs de transfert issus du MC, la source principale d'incertitude systématique est la calibration de l'échelle d'énergie des jets (JES), la calibration de la résolution en énergie des jets (JER), les incertitudes sur la forme du MC et l'incertitude sur l'efficacité de reconstruction en présence d'empilement.

L'incertitude sur la JES a été mesurée sur l'ensemble des données collectées en 2010. Elle est de l'ordre de 4% mais dépend de l'impulsion transverse du jet, de sa position dans le détecteur et de la proximité d'autres jets [15]. La JER mesurée sur les données 2010 (environ 10%) est appliquée à tous les jets simulés dans le MC, la différence entre le MC recalibré et le MC nominal est considérée comme l'incertitude systématique sur la JER [14]. Des contributions supplémentaires sont ajoutées aux incertitudes sur la JES et la JER pour prendre en compte les effets d'empilement et l'augmentation de la luminosité délivrée par le LHC en 2011.

La JES et la JER sont affectées par l'empilement en temps (autres interactions proton-proton sur le même croisement de faisceaux) et par l'empilement hors temps (signaux encore présents dans le détecteur dus à des interactions dans un autre croisement de faisceaux). Ces effets ont été étudiés en détails en fonction du nombre moyen de collisions par croisement et en comparant des lots de données pris avec un écart entre deux croisements de 75 et de 50 ns (changement qui s'est effectué en mai 2011 pour permettre une augmentation de la luminosité du LHC, si bien que la majorité des données utilisées dans ce chapitre ont été prises avec un écart de 50 ns). Une augmentation de la JER dans les régions à l'avant du détecteur a été observée lors du passage de 75 à 50 ns (changement de l'empilement hors temps) et une incertitude systématique de  $0.07 \times p_T$  est en conséquence appliquée sur les jets ayant  $|\eta| > 2.8$ . Les effets combinés de l'empilement hors temps et en temps sur la JES sont pris en compte par une systématique conservatrice de 0 à 7% en fonction de  $|\eta|$  et du  $p_T$ . Les incertitudes sur la JES et la JER sont propagées à la mesure de la  $E_T^{\text{miss}}$ .

L'incertitude dominante provenant de la modélisation du MC dans les régions de contrôle et de signal provient du traitement des radiations issues des jets en fonction de  $m_{\text{eff}}$ . De façon à vérifier cette incertitude les estimations issues du MC ont été recalculées en utilisant d'autres lots de données simulées par d'autres générateurs (AlpGen plutôt que MC@NLO pour la production de  $t\bar{t}$ ) ou en réduisant la multiplicité de jets (des processus alpGen avec entre 0 et 4 partons plutôt que jusqu'à 5 partons dans le cadre de la production de  $W/Z$ +jets). On observe jusqu'à 100% de différence dans les prédictions absolues du nombre d'événements dans les régions de contrôle et de signal; cependant l'impact sur les rapports entre les nombres attendus dans les régions de contrôle et de signal est bien plus faible ( $\lesssim 50\%$  en fonction du canal).

Des incertitudes supplémentaires proviennent de l'efficacité de reconstruction des leptons, de l'échelle d'énergie et de la résolution dans les régions de contrôles, de l'efficacité de reconstruction de vertex secondaires, de la limite sur l'acceptance des photons et de l'impact des événements cosmiques sur les données. Les incertitudes sur les facteurs de transfert multi-jets sont dominées par les incertitudes sur la composition en quark b du fond et les incertitudes sur la modélisation de la dépendance en impulsion transverse de la partie gaussienne de la fonction de réponse. Ces autres incertitudes incluent les incertitudes statistiques dans les régions de contrôle et de signal.

Les incertitudes systématiques sur la section efficace des processus SUSY sont estimées en faisant varier les échelles de factorisation et de renormalisation dans Prospino V2.1 [35] entre la moitié et le double de la valeur par défaut et en utilisant les incertitudes sur les PDFs fournies par CTEQ [40]. Les incertitudes sont calculées individuellement pour chaque processus de production SUSY ( $q\bar{q}$ ,  $g\bar{g}$ , etc...).

La valeur de toutes ces incertitudes varie selon le processus du Modèle Standard étudié et selon la région de signal. Globalement, l'ensemble des incertitudes systématiques et statistiques

est de l'ordre de 25 % dans chaque région de signal.

#### 4.4 Résultats, interprétations et limites

Les distributions de  $m_{\text{eff}}$  obtenues pour chaque canal utilisé dans l'analyse sont montrées en figure 4.12, accompagnées par les prédictions de fond MC avant l'utilisation de la procédure d'ajustement par maximum de vraisemblance décrite ci-dessous. Les distributions de  $m_{\text{eff}}$  équivalentes pour les régions de contrôle peuvent être trouvées dans les figures 4.9 à 4.11. Les nombres d'événements observés dans les données et les nombres d'événements prédits pour chaque processus du Modèle Standard déterminés en utilisant l'ajustement de maximum de vraisemblance sont montrés dans la table 4.4. La modélisation du fond est en accord avec les données dans la limite des incertitudes et aucun excès n'est observé. Pour souligner l'effet des coupures de nettoyage des jets et de la  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  on peut refaire le même exercice en effectuant toutes les coupures sauf celles sur la qualité des jets et le vertex, on passe alors à 23 événements observés dans la région de signal 3-jets et 21 événements pour l'analyse 4-jets. Les fonds issus de bruits du détecteur, de cosmiques ou de la machine seraient au même niveau que le fond physique sans ces coupures.

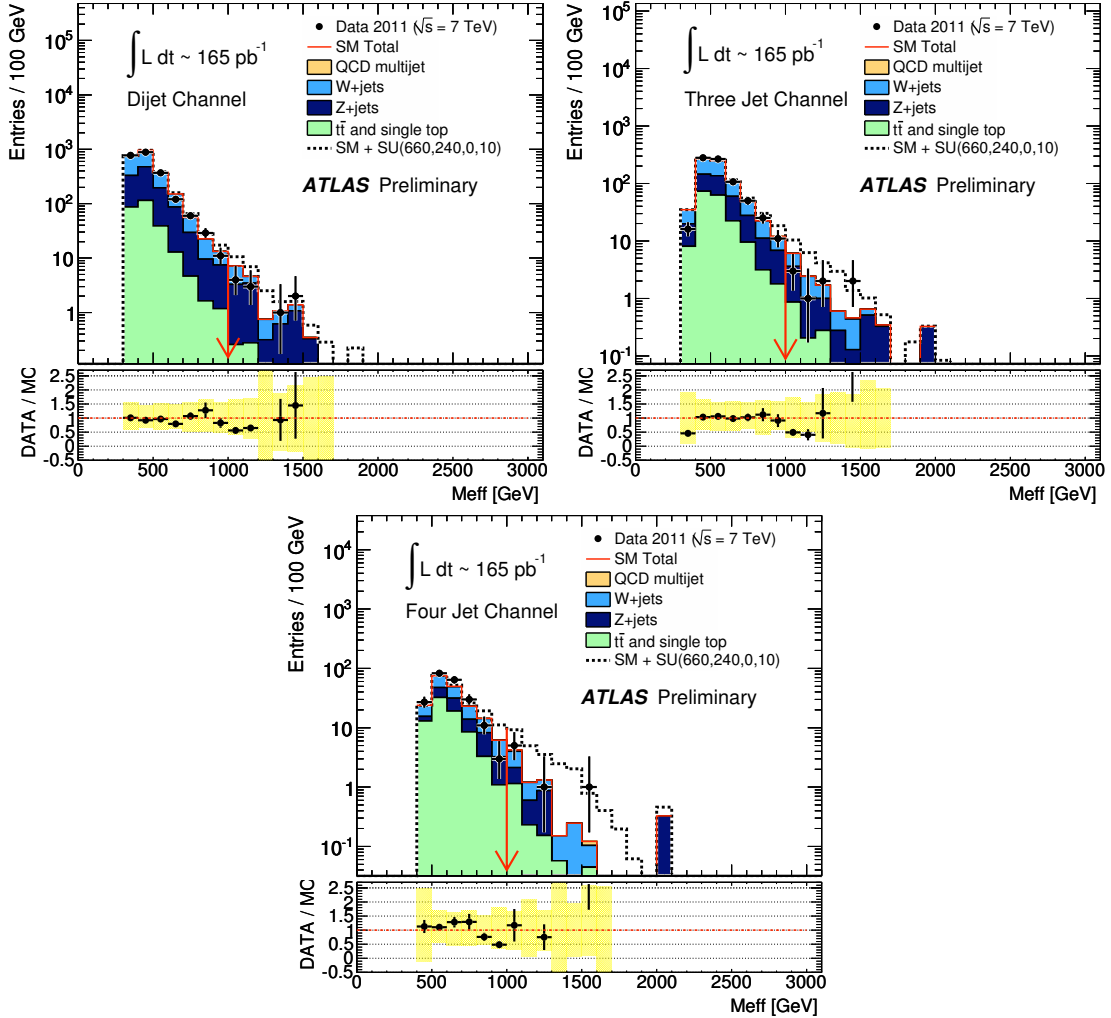
Les résultats étant compatibles avec le Modèle Standard, ils ont été interprétés en tant que limite sur des processus de nouvelle physique. Les limites sont dérivées en utilisant la technique du "profile likelihood ratio" (PLHR) [23] dont seul un bref aperçu est donné ici. Un likelihood est construit avec les contraintes statistiques et systématiques sur le processus de signal et les processus du MS, simultanément sur une région de signal et ses régions de contrôle et tenant compte des facteurs de transfert entre les régions avec les systématiques associées. Ainsi, pour toute hypothèse d'intensité de signal il est possible de maximiser le likelihood pour obtenir une estimation des fonds du MS dans la région de signal via les contraintes venant des régions de contrôle et ce en tenant compte des systématiques. Le likelihood ratio est le rapport des likelihood maximisés dans l'hypothèse d'une intensité de signal donnée divisé par celui dans l'hypothèse qui maximise le likelihood. Cette variable est utilisée pour dériver la limite dans une approche fréquentiste. Outre la méthode PCL [22], les limites obtenues avec la méthode CLs [43], plus largement utilisée, sont également montrées.

Les trois régions de signal considérées permettent d'exclure à 95% de niveau de confiance des processus avec une section efficace supérieure à 35, 30 et 35 fb respectivement.

Les résultats ont ensuite été interprétés dans le cadre d'un modèle simplifié de SUSY dans lequel seuls le gluino, les squarks des deux premières générations et le neutralino le plus léger, supposé de masse nulle sont cinématiquement accessibles, les autres particules SUSY se voyant attribuer une masse de 5 TeV. La figure 4.13 montre la région exclue dans le plan  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$ . La limite sur la masse du gluino est environ de 725 GeV, pouvant monter jusqu'à 1025 GeV dans l'hypothèse où les squarks et les gluinos sont dégénérés en masse. Ces limites changent peu tant que le neutralino reste léger.

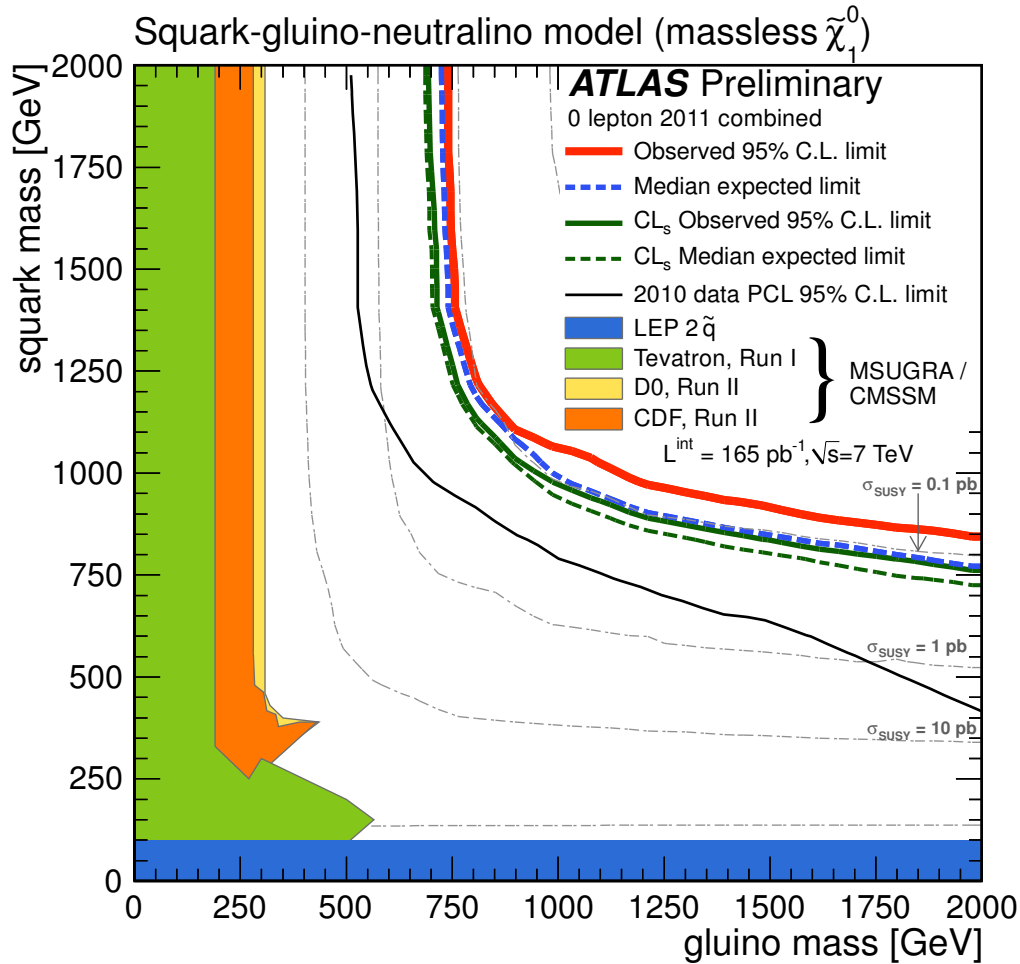
Enfin, les résultats sont interprétés dans le cadre du modèle mSUGRA avec  $\tan\beta = 10$ ,  $A_0 = 0$  et  $\mu > 0$ . La figure 4.14 montre les limites obtenues dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$ . La limite sur  $m_{1/2}$  atteint 455 GeV pour les petites valeurs de  $m_0$ , et des squarks et gluinos de masses identiques sont exclus en dessous de 950 GeV. Le choix de sélections sensibles à de plus grandes multiplicités de jets a permis d'améliorer la limite d'ATLAS à grand  $m_0$ .

Ces résultats [18] sont bien plus contraignant que ceux obtenus au TeVatron [4] grâce à l'énergie dans le centre de masse nettement supérieure.

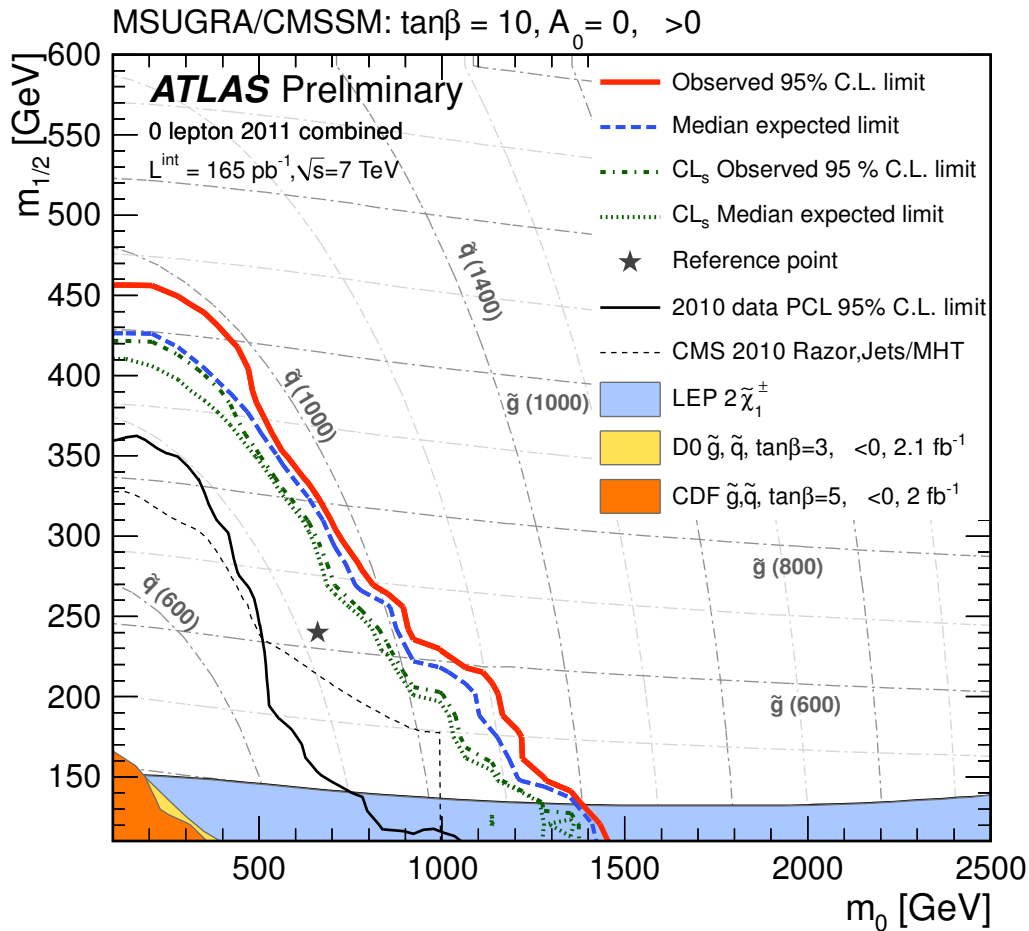


**FIGURE 4.12** – Distributions de  $m_{\text{eff}}$  obtenues pour les canaux  $\geq 2$  jets (en haut à gauche),  $\geq 3$  jets (en haut à droite) et  $\geq 4$  jets (en bas). Ces histogrammes montrent aussi les prédictions des contributions des processus du Modèle Standard après applications de toutes les coupures de sélection (sauf celle sur  $m_{\text{eff}}$ ) obtenues à partir des lots MC avant la normalisation en utilisant la méthode de maximum de vraisemblance dérivée des données décrite dans le texte. Les coupures finales sur la masse effective sont indiquées par les flèches rouges. Pour permettre de comparer, chaque histogramme contient une courbe montrant la prédiction pour un signal de mSUGRA ayant les caractéristiques suivantes :  $m_0 = 660$  GeV,  $m_{1/2} = 240$  GeV,  $A_0 = 0$ ,  $\tan\beta = 10$  et  $\mu > 0$ . Ce point de référence est indiqué par une étoile sur la figure 4.14. En dessous de chaque histogramme le rapport entre les données et la prédiction du Modèle Standard est fourni. Les barres verticales noires montrent l'incertitude statistique provenant des données, alors que les bandes jaunes montrent la taille des incertitudes combinant la statistique des processus du Modèle Standard, l'échelle en énergie des jets et la résolution en énergie des jets.





**FIGURE 4.13** – Limite d'exclusion (ligne rouge pleine) dans le plan  $(m_{\tilde{g}}; m_{\tilde{q}})$  pour le modèle simplifié de squark–gluino avec  $\tilde{\chi}_1^0$  sans masse, en prenant la région de signal ayant la meilleure limite attendue pour chacun des points. La ligne pointillée bleue correspond à la limite attendue à 95% C.L. et la ligne rouge correspond à la limite observée équivalente. Les lignes vertes pointillées et continues correspondent respectivement aux limites attendues et observées avec la méthode CL<sub>s</sub>. Les contours pointillés gris montrent la section efficace supersymétrique totale. La limite observée par ATLAS en 2010 est représentée par la ligne continue noire. Note : les limites du Tevatron sur  $m_{\tilde{q}}$  et  $m_{\tilde{g}}$  ont été obtenues pour des recherches dans le contexte spécifique de mSUGRA et sont montrées seulement pour illustration, avec les limites du LEP.



**FIGURE 4.14** – Limite d'exclusion (ligne rouge pleine) dans le plan  $(m_0 ; m_{1/2})$  de mSUGRA avec  $\tan\beta = 10, A_0 = 0$  et  $\mu > 0$ , en prenant la région de signal ayant la meilleure limite attendue pour chacun des points. La ligne pointillée bleue correspond à la limite attendue à 95% C.L. et la ligne rouge correspond à la limite observée équivalente. Les lignes vertes pointillées et continues correspondent respectivement aux limites attendues et observées avec la méthode CL<sub>s</sub>. Les contours pointillés gris de masse constante de squark et de gluino sont montrés à intervalle de masse de 200 GeV. La limite observée par ATLAS en 2010 est représentée par la ligne continue noire. L'étoile indique la position du point de référence mSUGRA pour lequel  $m_0 = 660 \text{ GeV}, m_{1/2} = 240 \text{ GeV}, A_0 = 0, \tan\beta = 10$  et  $\mu > 0$ . Note : les limites du Tevatron sur  $m_{\tilde{q}}$  et  $m_{\tilde{g}}$  sont marquées pour des recherches dans le contexte spécifique de mSUGRA avec une autre valeur de  $\tan\beta$  et sont montrées seulement pour illustration, avec les limites du LEP.

Processus	Région de signal		
	$\geq 2$ jets	$\geq 3$ jets	$\geq 4$ jets
$Z \rightarrow (\nu\nu)+\text{jets}$	$5.6 \pm 2.1$	$4.4 \pm 1.6$	$3.0 \pm 1.3$
$W \rightarrow (\ell\nu)+\text{jets}$	$6.2 \pm 1.8$	$4.5 \pm 1.6$	$2.7 \pm 1.3$
$t\bar{t} + \text{single top}$	$0.2 \pm 0.3$	$1.0 \pm 0.9$	$1.4 \pm 0.9$
QCD jets	$0.05 \pm 0.04$	$0.21 \pm 0.07$	$0.16 \pm 0.11$
Total	$12.1 \pm 2.8$	$10.1 \pm 2.3$	$7.3 \pm 1.7$
Observé	10	8	7

**TABLE 4.4** – Nombre d'événements de fond issu de l'ajustement dans chaque région de signal comparé au nombre d'événements observés.

## 4.5 Mes contributions

### 4.5.1 Transmetteurs optique défectueux (dead-OTX)

Dans la chaîne d'acquisition des calorimètres Argon Liquide, le passage des cartes d'électronique front-end (FEB) vers les cartes de lecture à l'extérieur de la caverne se fait via des transmetteurs optiques (OTX) situés sur ces cartes FEB qui ne sont accessibles qu'en ouvrant le détecteur. Durant l'année 2010, un nombre grandissant de ces transmetteurs a subi des défaillances irréversibles, nous privant par la même occasion des informations du groupe de cellules auquel ils étaient liés. Ces défaillances posaient un double problème au niveau de l'analyse SUSY : d'une part la résolution en énergie des jets s'en trouvait dégradée (ce qui affectait aussi la  $E_T^{\text{miss}}$ ) et d'autre part certains électrons n'étaient plus correctement reconstruits comme de bons électrons, échappant ainsi au véto de l'événement. Une carte a donc été créée et mise à jour au fur et à mesure de la disparition des OTX pour définir les zones à problème. Pour les jets et la  $E_T^{\text{miss}}$ , l'impact des OTX morts a été évalué sur les simulations MC et sur les données.

Au niveau du Monte-Carlo tout d'abord, les simulations disponibles durant le courant de l'année prennent en compte la présence d'un nombre réduit d'OTX morts. On a donc utilisé une carte (mise à jour au fur et à mesure de l'apparition de nouveaux transmetteurs optiques défectueux) pour obtenir le pourcentage d'événements affectés par ce problème pour les différents bruits de fond et pour le signal.

Le bruit de fond le plus affecté par ce problème est sans conteste le bruit de fond QCD, pour lequel la multiplicité de jets est grande et dans lequel l'énergie transverse manquante est essentiellement causée par des fluctuations d'énergie des jets. L'étude sera détaillée dans la partie QCD de ce chapitre. Il en ressort que le bruit de fond QCD est triplé du fait de la présence des OTX morts.

Parallèlement à ce travail, au niveau du détecteur une stratégie a été mise en place pour détecter les transmetteurs affectés par le problème avant que celui-ci n'entraîne la perte totale du transmetteur. Il a ainsi été possible de lister tous les transmetteurs présentant ces symptômes et durant l'arrêt hivernal de 2010-2011, ils ont tous été remplacés avec succès. Depuis, plus aucune perte de transmetteur optique n'est à déplorer.

### 4.5.2 LAr Hole

Le 30 avril 2011 un problème est apparu sur une carte de contrôle de l'électronique front-end du calorimètre électromagnétique tonneau. En conséquence 6 FEBs ont été complètement perdues pour le trigger et pour la mesure des énergies dans les cellules. L'énergie ne peut plus être lue pour les deuxième et troisième couches du calorimètre dans la région :  $0 < \eta < 1.4$  et  $-0.8 < \phi < -0.6$ . La présence de ce trou affecte la reconstruction des jets, la réponse en énergie et la résolution, de plus il entraîne la création de fausse énergie transverse manquante.

L'effet sur la reconstruction des jets peut-être évalué directement sur les données en étudiant les événements dijets. Pour ce faire on sélectionne des événements dijets dos-à-dos dont un pointe vers le trou ou à ses abords. On étudie les jets de traces associés aux jets calorimétriques, ou inversement on peut sélectionner des jets de traces dos-à-dos dont un pointe vers la région problématique et étudier les jets calorimétriques associés pour mesurer l'efficacité de la reconstruction en fonction de la distance au trou. Plusieurs régions sont définies :

- *LAr hole* :  $0 < \eta < 1.4$  et  $-0.8 < \phi < -0.6$
- *Région de référence* : jets centraux ( $|\eta| < 1.2$ ) loin du trou ( $\Delta\eta > 0.5$  et  $\Delta\phi > 0.5$  à partir des limites du trou.)
- *Région proche autour du trou* : dépend de deux paramètres  $\Delta R_{\text{min}}$  et  $\Delta R_{\text{max}}$  défini comme :
  - $1.4 + \Delta R_{\text{min}} < \eta < 1.4 + \Delta R_{\text{max}}$
  - $0 - \Delta R_{\text{max}} < \eta < 0 - \Delta R_{\text{min}}$

- $-0.6 + \Delta R_{min} < \phi < -0.6 + \Delta R_{max}$
- $-0.8 - \Delta R_{max} < \phi < -0.8 - \Delta R_{min}$

On a pu mettre en évidence, comme pour le problème de transmetteur optique, que la perte en énergie diminue très rapidement à mesure que l'on s'éloigne du trou. Un jet dont le centre est situé à un  $\Delta R$  supérieur à 0.1 des bords du trou ne perd au maximum que 10 % de son énergie (voir la figure 4.15 pour l'impact du trou sur la  $E_T^{miss}$ ).

Dans un premier temps, une solution a été de mettre un véto sur les événements pour lesquels un jet calorimétrique pointe dans le trou ou à moins de 0.1 en  $\Delta R$ . J'ai étudié la possibilité de corriger les  $p_T$  des jets calorimétriques avec les jets de trace associés, mais la résolution obtenue avec cette méthode serait médiocre.

À l'heure actuelle une proposition est à l'étude pour corriger l'énergie perdue dans le trou en se basant sur les dépôts d'énergie aux abords du trou et en extrapolant aux valeurs dans le trou. Ce processus semble être efficace au niveau des jets mais nécessite encore du travail pour être appliqué en tant que correction au calcul de la  $E_T^{miss}$ . Cependant étant donné que le 10 juillet 2011 le problème a été corrigé pour les 4 cartes FEB du compartiment milieu (les 2 cartes FEB du compartiment arrière ne seront reconnectées que durant l'arrêt hivernal de 2011) il est possible que le projet ne soit pas poussé plus avant.

### 4.5.3 Confirmation des jets par les traces

Comme introduit en début de chapitre, un critère supplémentaire de qualité sur la fraction chargée est appliqué aux N premiers jets de l'événement. J'ai étudié l'efficacité de cette coupure sur des événements dijets dos-à-dos avec une  $E_T^{miss}$  inférieure à 30 % de l'impulsion transverse du jet le plus énergétique. Les résultats sont présentés pour différents intervalles en  $|\eta|$  sur la figure 4.16. L'inefficacité devient surtout problématique dans le cadre d'une analyse multijets.

En plus de l'inefficacité à bas  $p_T$ , cette coupure est sensible au taux de pile-up dans l'événement. Sur la figure 4.17 la même analyse que précédemment a été effectuée sur la simulation, sur l'intervalle  $|\eta| < 0.8$  uniquement et dans deux cas de figure : en rouge, quel que soit le nombre de vertex considéré (équivalent à la figure précédente) et en noir dans le cas où l'événement contient plus de 13 vertex primaires (même dans la simulation la statistique est faible, d'où les barres d'erreur importantes). On voit que dans ce cas extrême l'efficacité tombe en dessous de 60 % pour le premier bin et ne dépasse 95 % qu'au delà de 100 GeV.

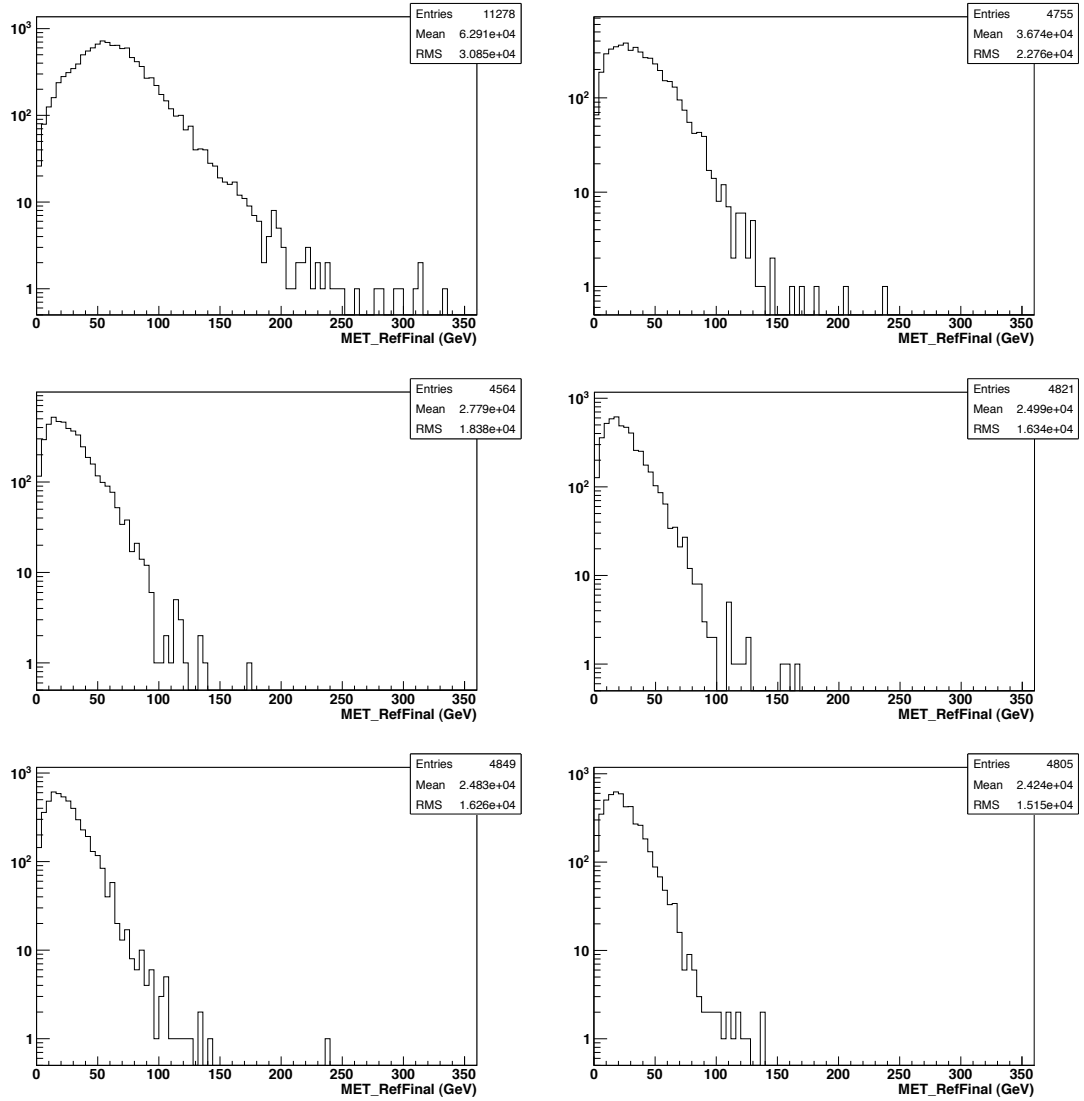
Après étude sur les données et sur les différents lots de processus simulés, en particulier pour les échantillons SUSY, on a vu qu'avec la sélection SUSY 4-jets standard on peut perdre jusqu'à 20 % d'efficacité en appliquant cette coupure sur les 4 jets principaux de l'événement.

Sur les données disponibles durant cette étude ( $200 pb^{-1}$  de données 2011 et  $40 pb^{-1}$  de données 2010) on a vérifié que le fait de n'appliquer cette coupure que sur les jets d'impulsion transverse calibrée supérieure à 100 GeV ne faisait rentrer aucun nouveau candidat dans les trois régions de signal 2, 3 et 4 jets. Il a donc été décidé pour les analyses portant sur les données ultérieures de modifier la coupure dans l'analyse standard pour qu'elle ne soit appliquée qu'au N-jets les plus énergétiques de l'analyse considérée si leur énergie est supérieure à 100 GeV.

Par la suite, il a été montré que la façon de calculer  $chf$  n'était pas optimale. Seules les traces issues du vertex principal étant considérées, les jets issus d'un vertex déplacé se trouvaient parfois rejetés par la coupure, ainsi que des jets dans des événements où le vertex principal était reconstruit comme deux vertex. Désormais l'efficacité de  $chf$  à bas  $p_T$  est supérieure à 96 % quel que soit le bin en  $\eta$  considéré.

### 4.5.4 Mesure du fond QCD

Il existe plusieurs approches complémentaires pour estimer le fond QCD dans les différentes régions de signal. La méthode officielle est totalement basée sur une mesure du fond dans les



**FIGURE 4.15** – Distributions de  $E_T^{\text{miss}}$  obtenues sur des événements dijet dos-à-dos avec les données 2011 affectées par le problème pour 6 régions aux abords du trou dans le calorimètre. En haut à gauche pour un jet dans le trou, en haut à droite pour un jet à 0.05 en  $\Delta R$  du trou, au milieu à gauche pour un jet entre 0.05 et 0.1 du trou, au milieu à droite pour un jet entre 0.1 et 0.15 du trou, en bas à gauche pour un jet entre 0.15 et 0.2 du trou et enfin en bas à droite pour un jet loin du trou. Si on regarde les valeurs moyennes et les largeurs des distributions on voit que l'effet est important pour un jet dans le trou mais qu'il diminue rapidement et qu'il n'a quasiment plus d'effet au delà de 0.1 en  $\Delta R$ .

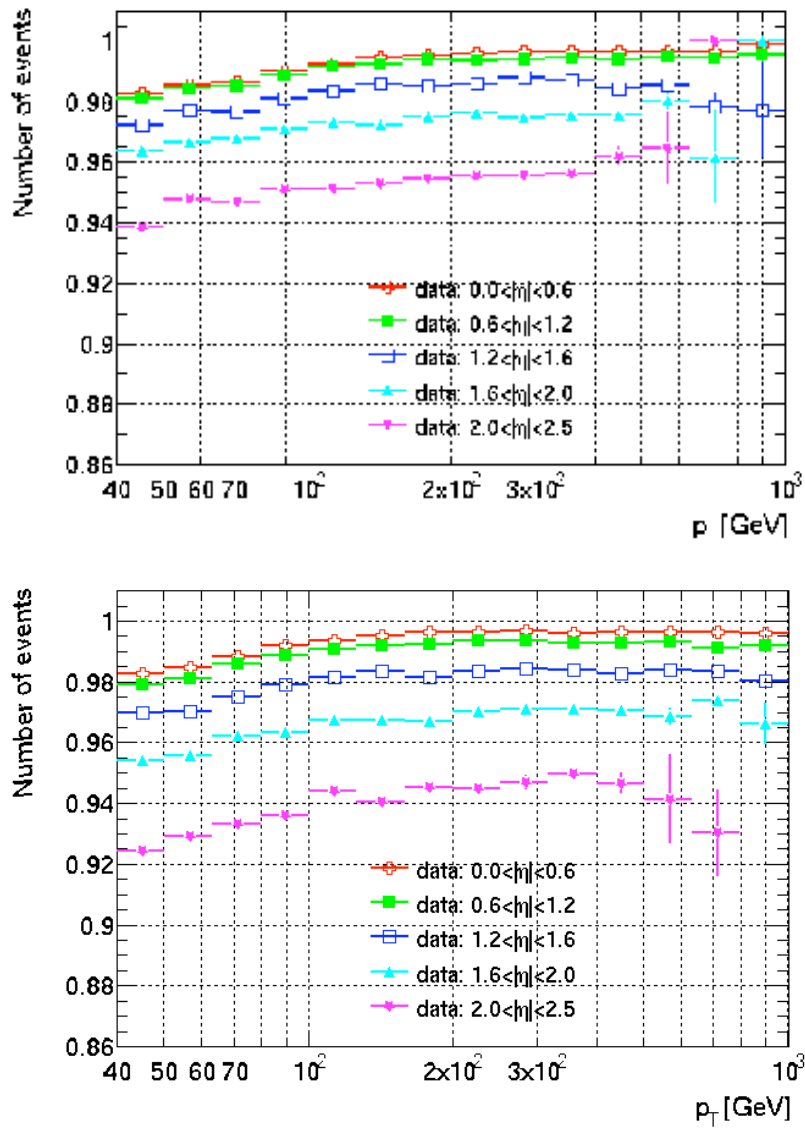
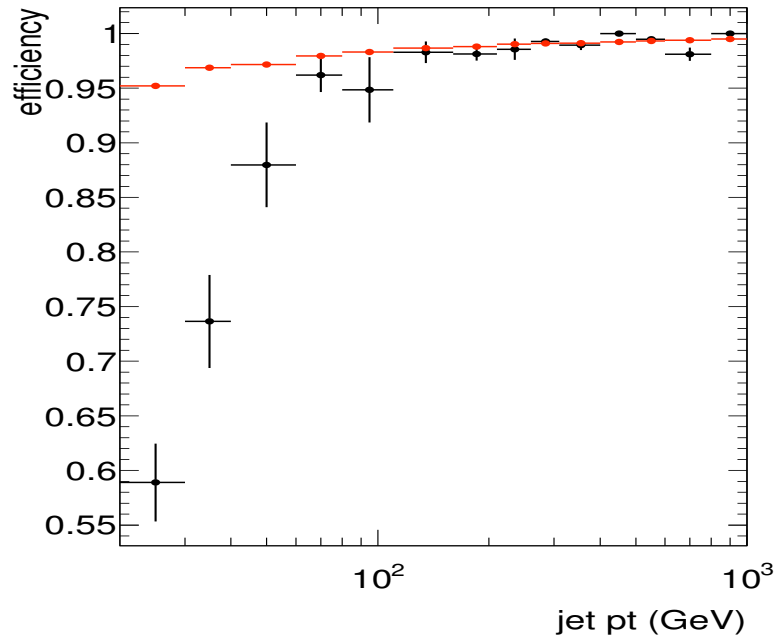


FIGURE 4.16 – Efficacité de la coupure de  $chf$  pour les données (en haut) et la simulation (en bas) dans le cadre d’une analyse dijets.



**FIGURE 4.17** – Efficacité de la coupure de  $chf$  pour la simulation dans le cadre d’une analyse dijets sur l’intervalle  $|\eta| < 0.8$ . En rouge quel que soit le nombre de vertex considéré (le  $\mu$  moyen étant de 9 pour ce lot de données simulées) et en noir dans le cas où l’événement contient plus de 13 vertex primaires.

données dans une région de contrôle et une extrapolation à la région de signal en utilisant les facteurs de transfert. Une méthode basée sur la simulation est utilisée pour valider les fonctions de transfert. D’autres méthodes existent, dont une que j’ai étudiée et qui sera détaillée en fin de section.

#### 4.5.4.a Méthode officielle : data-driven jet smearing

La méthode retenue est basée sur une région de contrôle obtenue en demandant qu’un jet soit aligné avec  $P_T^{\text{miss}}$  et le facteur de transfert vers la région de signal est obtenu à partir de simulations rapides basées sur la réponse des jets mesurée dans les données.

Plus précisément, la fonction de réponse d’un jet quantifie la fluctuation de l’impulsion transverse des jets mesurés. Cette fonction de réponse inclut à la fois les effets d’erreur de mesure et les contributions des neutrinos dans les jets issus de la désintégration de quarks de saveurs lourdes. Cette fonction, mesurée dans les données, est ensuite convoluée avec le quadrivecteur des jets dans des événements multi-jets à faible énergie transverse manquante, ce qui génère des événements avec une  $E_T^{\text{miss}}$  plus grande. Ces événements sont utilisés pour fournir une estimation des distributions multijets QCD indépendante de la simulation. Ces distributions sont utilisées pour déterminer les fonctions de transfert des régions de contrôle QCD vers les régions de signal.

La procédure se décompose en cinq étapes :

- (1) Sélection d’événements à faible  $E_T^{\text{miss}}$  qui sont utilisés aux points (2) et (5).
- (2) Mesure de la composante gaussienne de la fonction de réponse des jets en modifiant les événements issus de l’étape précédente par convolution d’une fonction de réponse gaussienne et en optimisant les paramètres de cette fonction jusqu’à ce que la distribution de  $E_T^{\text{miss}}$  corresponde à celle observée sur les données issues de (1).
- (3) Mesure de la composante non gaussienne de la fonction de réponse en utilisant des événements multijets où un jet est opposé à la  $E_T^{\text{miss}}$  en  $\phi$ .



- (4) Construction de la fonction de smearing complète incluant la normalisation entre les composantes gaussienne et non gaussienne.
- (5) Smearing des jets issus de (1) en utilisant la fonction de smearing pour obtenir les distributions estimées des variables clés dans les régions de contrôle et signal SUSY.

#### 4.5.4.b Méthode alternative utilisant la simulation

Pour vérifier la méthode officielle, une méthode alternative basée sur la simulation, développée par d'autres membres du groupe SUSY 0-lepton, est utilisée pour déterminer les fonctions de transfert pour chaque canal. Les fonctions de transfert sont calculées en utilisant le rapport entre le nombre d'événements observés dans les régions de contrôle et de signal pour chaque canal dans la simulation. Ainsi la validité de la méthode officielle peut être testée.

#### 4.5.4.c Étude de la composition du fond QCD

Après avoir éliminé la majeure partie du fond QCD via les coupures de sélection, il est naturel de se demander de quoi est constitué le reliquat. L'information de "vérité" issue de la simulation est utilisée pour essayer de déterminer les propriétés des événements restants. Cette étude a été effectuée sur les données de 2010 affectées par le problème des "dead OTX".

J'ai utilisé un lot d'événements QCD Pythia sélectionnés par l'analyse 3 jets avec une coupure en  $M_{eff}$  de 500 GeV pour comprendre de façon plus précise les raisons qui font que les événements passent la coupure de sélection. Les jets reconstruits sont associés aux jets de particules au niveau générateur situés à  $\Delta R < 0.2$ . Nous sélectionnons les événements dans lesquels un jet reconstruit a fluctué de plus de 50 GeV par rapport à la valeur "vraie" ou pour lesquels il n'y a pas de jet de particule associé. La figure 4.18 montre le rapport entre le  $p_T$  du jet reconstruit et celui du jet de "vérité" en fonction de  $\Delta\phi$ . Des jets peuvent apparaître comme ayant fluctué si un jet au niveau particule est reconstruit comme plusieurs jets et inversement, on a donc vérifié que l'écart en  $p_T$  n'était pas réduit en ajoutant les jets reconstruits (respectivement de particules) proches avant de calculer le rapport.

Sur la figure 4.18, en bas à gauche se trouve les jets pour lesquels l'énergie transverse manquante est alignée avec un des jets les plus énergétiques reconstruits (mais pas les trois plus énergétiques) de l'événement comme indiqué précédemment. Dans la plupart des cas c'est le 4<sup>ème</sup> jet de l'événement. Une autre région intéressante est le groupe d'événements aux alentours de  $\Delta\phi = \pi$ , où la  $E_T^{miss}$  est opposée au jet, soit parce que le jet ou plus probablement (étant donné que la valeur du rapport  $p_T$  reconstruit sur  $p_T$  "vrai" est proche de 1), un autre jet, a été mal mesuré. Le reste des événements est essentiellement constitué de jets issus de la désintégration d'un quark de saveur lourde qui contient des muons et/ou des neutrinos. Ces événements ont donc une vraie  $E_T^{miss}$ , à laquelle s'ajoute une fluctuation de la mesure de l'énergie d'autres jets (ce qui permet à l'événement d'échapper à la coupure sur  $\Delta\phi$ ) ou bien les muons et les neutrinos sont assez énergétiques pour que le jet reconstruit ne soit que le 4<sup>ème</sup> jet (ou plus) de l'événement en terme d'énergie.

Une étude plus précise des 42 événements de la figure 4.18 qui passent les coupures de l'analyse 3-jet  $m_{eff} > 500$  GeV nous donne :

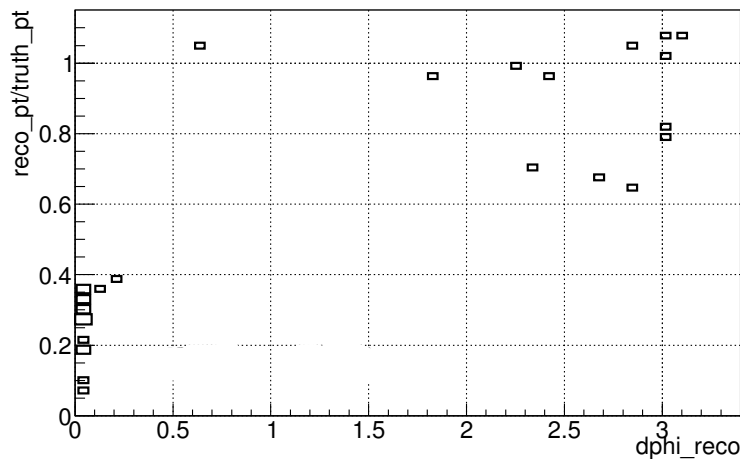
- 13 événements ont un quark b d'au moins 30 GeV ("fond physique"), parmi lesquels 11 ont un jet étiqueté b par la présence d'un vertex secondaire déplacé.
- 29 événements pour lesquels l'énergie du jet reconstruit diffère de plus de 50 GeV par rapport au jet de la vérité ("fond instrumental"). Pour 18 d'entre eux, le jet le plus énergétique de la vérité se retrouve 4<sup>ème</sup> jet de l'événement reconstruit. La plupart de ces événements sont mal reconstruits parce que le jet pointe vers une région affectée par le problème des "dead OTX" (qui n'est pas corrigé durant la reconstruction)

La contribution des saveurs lourdes au fond est d'environ 10% du total. De plus, pour les événements avec des muons ou des neutrinos énergétiques issus d'un même quark b, on peut s'attendre à ce que la  $E_T^{\text{miss}}$  soit alignée avec le jet, donc pour passer la coupure sur  $\Delta\phi$  il faut soit un autre jet issu de saveur lourde soit une fluctuation de l'énergie significative d'un autre jet.

Une estimation de ce fond vraiment irréductible est intéressante. Pour ce faire nous avons reproduit l'équivalent de l'analyse 3 jets au niveau de la vérité comme suit :

- On sélectionne les électrons, muons et jets de vérité dans l'acceptance ( $\eta$  et  $p_T$ )
- Comme les électrons sont aussi reconstruits comme des jets, si un électron voisin d'un jet contient plus de 75% de l'impulsion transverse du jet, le jet est rejeté.
- Seuls les muons isolés des jets sont conservés.
- L'énergie transverse manquante est construite à partir de l'impulsion des particules non interagissantes et des muons isolés.

Avec cette analyse, 42 événements passent les coupures, seuls 12 de ces derniers sont aussi présents au niveau reconstruit. Les autres ne passent pas la sélection au niveau reconstruit à cause des coupures en impulsion et à cause de la coupure en  $\Delta\phi$ . Inversement les événements qui passent la sélection au niveau reconstruit mais pas la sélection au niveau de la "vérité" sont rejetés essentiellement à cause de la coupure sur l'énergie transverse manquante. Le faible recouvrement des deux lots d'événements semble donc être majoritairement dû à des effets de résolution.



**FIGURE 4.18** – Rapport entre l'impulsion transverse du jet reconstruit et celle du jet de "vérité" associé en fonction de  $\Delta\phi$  pour tous les événements de QCD passant la sélection de l'analyse standard 3-jets  $M_{eff} > 500$  GeV.

La même étude a été effectuée sur la simulation MC de 2011, non affectée par le problème des "dead OTX" ni par le "LAr hole". Dans ces conditions on a pu vérifier que le nombre d'événements QCD sélectionnés au niveau reconstruit était plus faible et totalement constitué d'événements avec des jets issus de la désintégration de quarks de saveur lourde.

À priori on pourrait être encore plus efficace contre le fond QCD en étendant la coupure en  $\Delta\phi$  aux autres jets (suffisamment énergétiques) de l'événement. Une étude a été effectuée dans ce sens en 2010 (lorsque le problème des OTX était présent) qui a montré qu'on améliorerait encore la rejection du fond QCD. Cependant cette idée n'a pas été retenue dans le cadre de l'analyse officielle car d'une part le fond QCD est déjà le fond minoritaire dans la plupart des régions de signal et d'autre part elle présente des risques pour certains signaux SUSY dans des topologies différentes de celles de mSUGRA.

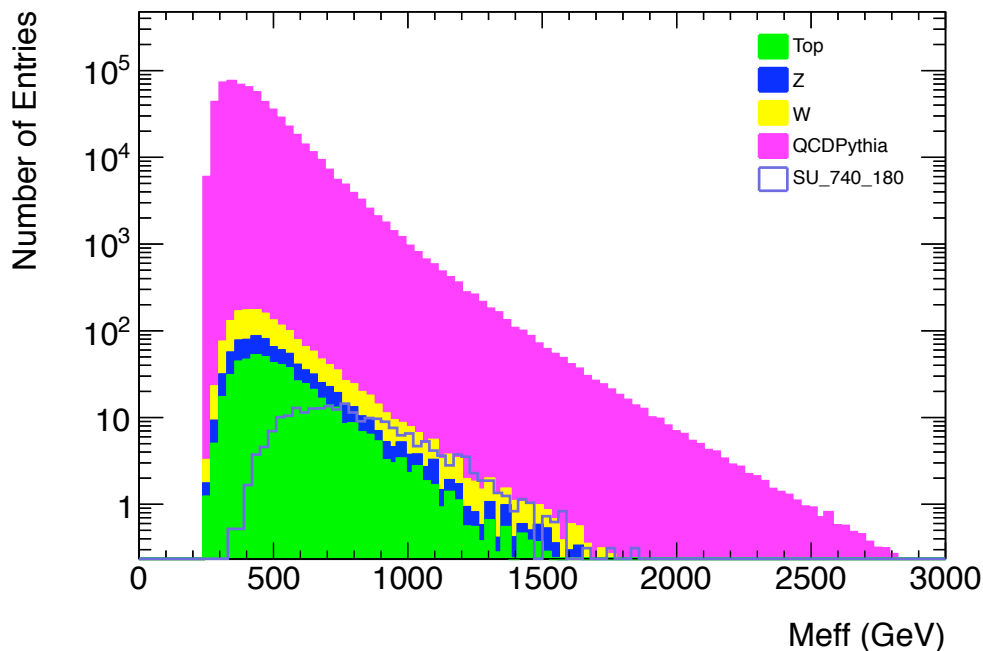
#### 4.5.4.d Mesure directe du fond QCD “à la D0”

J’ai étudié une méthode alternative pour la mesure du fond multijet basée sur une méthode similaire utilisée dans l’expérience D0 [37], elle consiste à estimer la pente de la distribution d’une des variables discriminantes de l’analyse du bruit de fond QCD sur le Monte-Carlo et sur les données dans une région de contrôle dominée par QCD et d’extrapoler le résultat obtenu à la région de signal utilisée dans l’analyse.

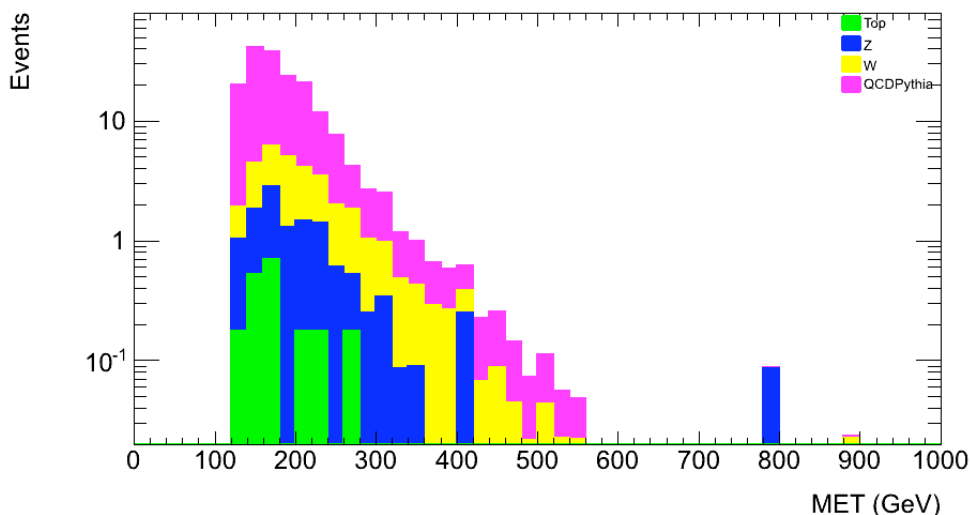
Pour ce faire, diverses variables ont été utilisées,  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $M_{\text{eff}}$  (figure 4.19) et  $E_T^{\text{miss}}/M_{\text{eff}}$ . Les coupures d’analyses marginales ont été utilisées pour chacune des variables considérées mais dans tous les cas de figure considérés, il n’était pas possible d’obtenir une région de contrôle avec un bras de levier suffisant pour avoir une évaluation réaliste du niveau de fond QCD attendu dans la région de signal. On a donc étudié ces mêmes distributions en inversant la coupure sur  $\Delta\phi$  (figure 4.20) pour avoir un échantillon enrichi en bruit de fond QCD mais là encore la pente de la distribution pour les petites valeurs de  $E_T^{\text{miss}}$  ou de  $M_{\text{eff}}$  décrit mal le comportement du fond dans la région de signal.

Suite à l’étude sur la composition du fond QCD, composé essentiellement de saveurs lourdes, on a décidé de s’appuyer sur l’étiquetage des jets de b pour créer un échantillon d’événements QCD qui passent les coupures d’analyse avec de la vraie  $E_T^{\text{miss}}$  avec une forme a priori plus proche de celle de la région de signal. Mais dans ce cas précis en plus des problèmes d’extrapolation dans la région de signal des problèmes de statistiques sont apparus.

Cette étude n’a pas encore fourni de résultat. Peut-être que dans le futur avec une statistique plus importante une prédiction de la contamination de fond QCD dans la région de signal pourra être effectuée mais ce ne sera pas dans le cadre de cette thèse.



**FIGURE 4.19** – Distribution de la masse effective dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets standard mais avec la coupure en  $\Delta\phi$  inversée dans l’optique de réaliser un ajustement de la pente de la distribution pour évaluer l’impact dans la région de signal.



**FIGURE 4.20** – Distribution de la  $E_T^{\text{miss}}$  dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets standard mais avec la coupure en  $\Delta\phi$  inversée dans l’optique de réaliser un ajustement de la pente de la distribution pour évaluer l’impact dans la région de signal.

#### 4.5.5 Optimisation

Après l’analyse 2010 et en attendant les données 2011 une procédure d’optimisation a été mise en place au printemps 2011 par le groupe ATLAS SUSY pour augmenter la sensibilité dans le plan mSUGRA. Plusieurs pistes ont été abordées : ouvrir un nouveau canal 4 jets pour être plus sensible dans la région à grand  $m_0$  (l’analyse 2010 était limitée dans cette région) ; augmenter les seuils de coupures en fonction des zones déjà exclues par l’analyse de 2010. J’ai participé à ces deux tâches en étudiant l’impact d’une analyse 4 jets par rapport aux 2 autres canaux et j’ai proposé des optimisations de coupures pour rendre notre analyse plus efficace.

On peut optimiser pour la découverte, pour cela on veut minimiser le fond pour s’affranchir des systématiques et des fluctuations statistiques possibles du fond. On cherche alors le meilleur rapport signal sur bruit quitte à ce qu’il faille plus de luminosité intégrée pour faire une découverte.

On peut aussi optimiser pour l’exclusion : pour ce faire on utilise la simulation pour prédire le nombre d’événements de signal et de fond attendus. En utilisant une méthode statistique telle que CLs on obtient une limite attendue et on peut en déduire si le signal est exclu “en moyenne”.

Une analyse 4 jets a été proposée, s’inspirant fortement de l’analyse 3 jets en ajoutant une coupure sur l’impulsion du quatrième jet qui a été choisie égale à celle sur le troisième jet. De plus une coupure sur l’angle entre la direction de  $E_T^{\text{miss}}$  et l’impulsion du jet a été appliquée pour réduire l’impact du fond QCD. L’ajout d’un quatrième jet à l’événement ainsi qu’au calcul de la masse effective a permis d’augmenter la coupure sur cette variable. L’avantage d’une analyse 4 jets se manifeste essentiellement sur le bruit de fond, qui diminue alors que le signal lui reste quasiment constant dans les zones à grand  $m_{1/2}$  en demandant une impulsion transverse relativement basse sur le quatrième jet.

Au niveau de l’optimisation des analyses déjà existantes, on peut voir sur les figures 4.21 et 4.22 que l’augmentation de la coupure sur le  $p_T$  des deux premiers jets dans le cadre de mSUGRA serait bénéfique pour la réduction du fond alors que la perte sur le nombre d’événements de signal serait maîtrisée. Ici le point mSUGRA ( $m_0 = 600$ ,  $m_{1/2} = 190$ ,  $\tan\beta = 3$ ,  $A_0 = 0$ ,  $\mu > 0$ ) a été choisi car juste en dehors de la limite obtenue avec les données 2010.

Il a aussi été proposé de remplacer la masse effective par une autre variable : HT. HT est définie comme la somme de l’amplitude des moments transverse des deux, trois ou quatre jets de

Région de signal	$\geq 3$ jets (FC)	$\geq 3$ jets (SC)
$E_T^{\text{miss}}$ [GeV]	$> 150$	$> 230$
Premier jet $p_T$ [GeV]	$> 130$	$> 160$
Second jet $p_T$ [GeV]	$> 120$	$> 120$
Troisième jet $p_T$ [GeV]	$> 100$	$> 80$
$\Delta\phi(\text{jet}_i, E_T^{\text{miss}})_{\min}$ ( $i = 1, 2, 3, 4$ )	$> 0.3$	$> 0.3$
$E_T^{\text{miss}}/HT$	$> 0.25$	$> 0.28$
$HT$ [GeV]	$> 400$	$> 550$

**TABLE 4.5** – Valeurs des différentes coupures pour les deux analyses 3 jets optimisées et présentées ici. Dans le tableau FC désigne celle à fond constant et SC celle à signal constant.

plus grand  $p_T$  suivant la région de signal choisie. Comme elle ne prend pas en compte l'énergie transverse manquante, cette variable et la  $E_T^{\text{miss}}$  sont moins corrélées que  $Meff$ . Ainsi une coupure sur le rapport  $E_T^{\text{miss}}/HT$  est beaucoup plus efficace, essentiellement contre le fond QCD, que la même coupure avec  $Meff$  (figure 4.4) comme on peut le voir sur la figure 4.23.

L'angle entre les jets et la direction de  $E_T^{\text{miss}}$  a aussi été étudié pour permettre une augmentation de la rejection du fond. Dans le cadre du signal, la  $E_T^{\text{miss}}$  est "loin" de tous les jets de l'analyse considérée, alors que pour le fond (essentiellement QCD là encore) la  $E_T^{\text{miss}}$  peut être issue :

- de la fluctuation d'un des jets qui se retrouve alors avec une énergie plus faible qu'initialement.
- d'un neutrino issu de la désintégration d'un quark de saveur lourde.

Dans ce cas de figure la  $E_T^{\text{miss}}$  pointe dans une direction relativement similiaire à l'impulsion transverse d'un des jets. La fluctuation doit être assez grande pour que l'événement passe nos coupures, ainsi un jet très énergétique initialement peut, après fluctuation, se retrouver moins énergétique que des jets initialement de plus faible impulsion comme les études précédentes l'ont montré. C'est pourquoi il a été proposé d'étendre la coupure sur le  $\Delta\phi$  entre les jets et la  $E_T^{\text{miss}}$  au quatrième jet de l'événement dans le cadre d'une analyse 3 jets (figure 4.24) et pour une analyse 4 jets au cinquième jet de l'événement si l'impulsion de ce dernier est supérieure à 40 GeV.

Un ajustement de la coupure sur la  $E_T^{\text{miss}}$  a été effectué pour réduire la contamination du bruit de fond dans la région de signal, on peut voir sur la figure 4.25 la distribution marginale de cette variable, la coupure à 100 GeV utilisée pour l'analyse 2010 peut être augmentée.

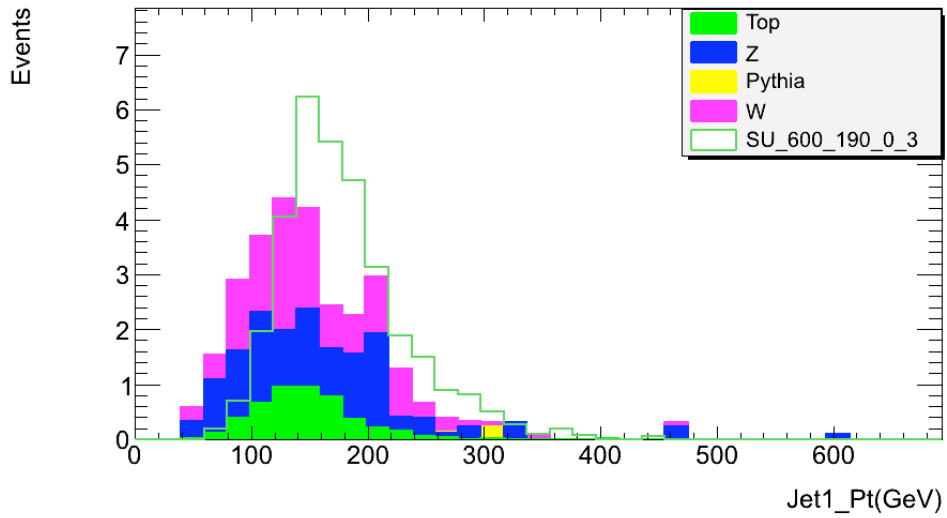
De même, après avoir introduit la variable HT il a été nécessaire d'étudier sa distribution pour plusieurs valeurs de paramètres de mSUGRA pour ajuster la coupure. Sur la figure 4.26 on voit la distribution marginale de HT ; toutes les coupures décrites précédemment étant appliquées.

L'ensemble des coupures est résumé dans la table 4.5.

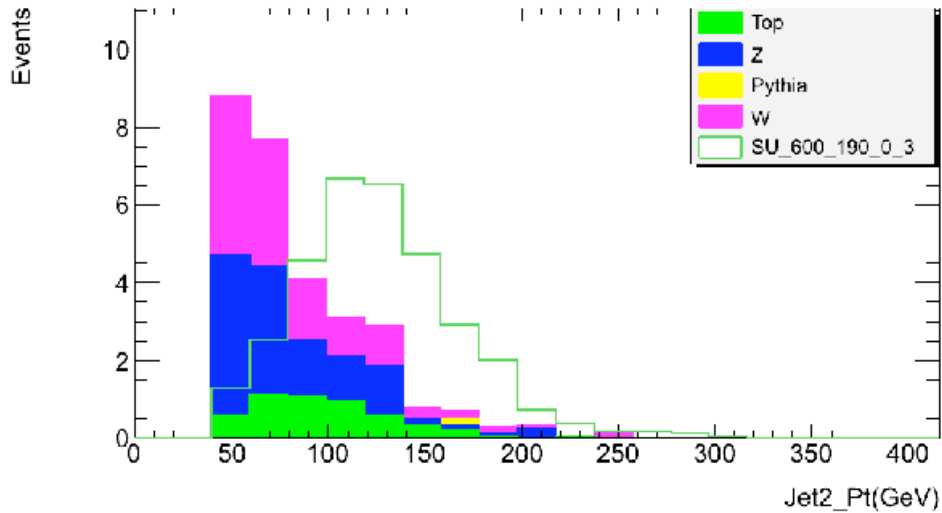
Le résumé des optimisations sur deux points de l'espace des paramètres mSUGRA non exclus par l'analyse standard en 2010 est représenté dans la table 4.6, dans un cas on arrive à diviser le bruit de fond par deux tout en conservant la même efficacité de signal que dans l'analyse officielle ; dans l'autre cas on peut garder un niveau de fond comparable à l'analyse standard tout en doublant l'efficacité de signal sur les points considérés.

On a ensuite appliqué la même optimisation sur la simulation Monte-Carlo produite en 2011 pour reproduire les nouvelles conditions expérimentales du LHC au niveau du taux d'empilement et de l'espacement entre les paquets de protons. Les résultats sont comparables à ceux obtenus ci-dessus. Il serait donc possible, tant sur l'analyse 2010 que sur l'analyse 2011 d'étendre la région exclue en appliquant cette optimisation.

Cependant, cette optimisation effectuée spécifiquement sur le modèle mSUGRA n'améliore



**FIGURE 4.21** – Distribution marginale de l’impulsion transverse du second jet le plus énergétique de l’événement. Ma proposition est de ne garder que les événements avec  $p_T(jet1) > 120$  GeV.



**FIGURE 4.22** – Distribution marginale de l’impulsion transverse du troisième jet le plus énergétique des événements sélectionnés par une analyse SUSY 3 jets. Ma proposition est de ne garder que les événements avec  $p_T(jet2) > 100$  GeV.

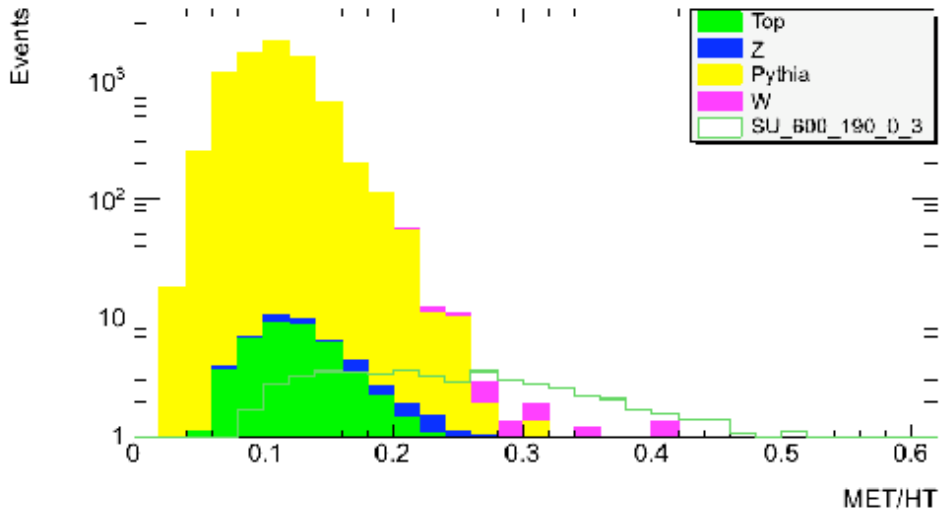


FIGURE 4.23 – Distribution marginale du rapport entre la  $E_T^{\text{miss}}$  et HT pour les différents bruits de fond simulés et un signal supersymétrique mSUGRA simulé, dans le cadre d’une analyse SUSY 3 jets. Ma proposition est de rejeter les événements avec  $E_T^{\text{miss}}/\text{HT} < 0.25$ .

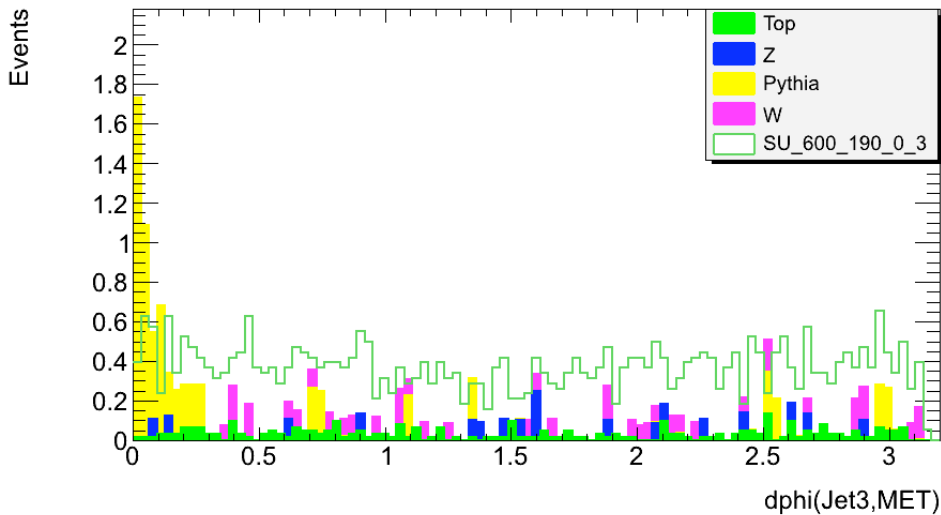
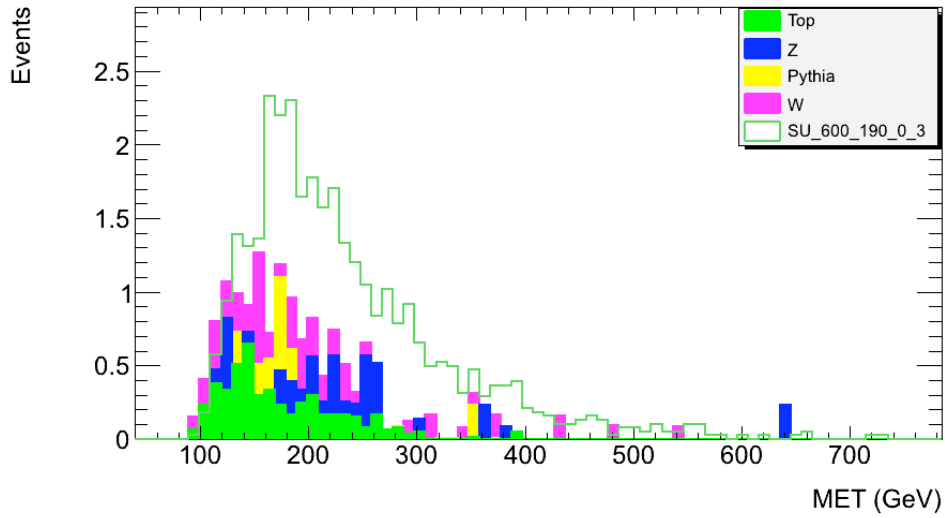
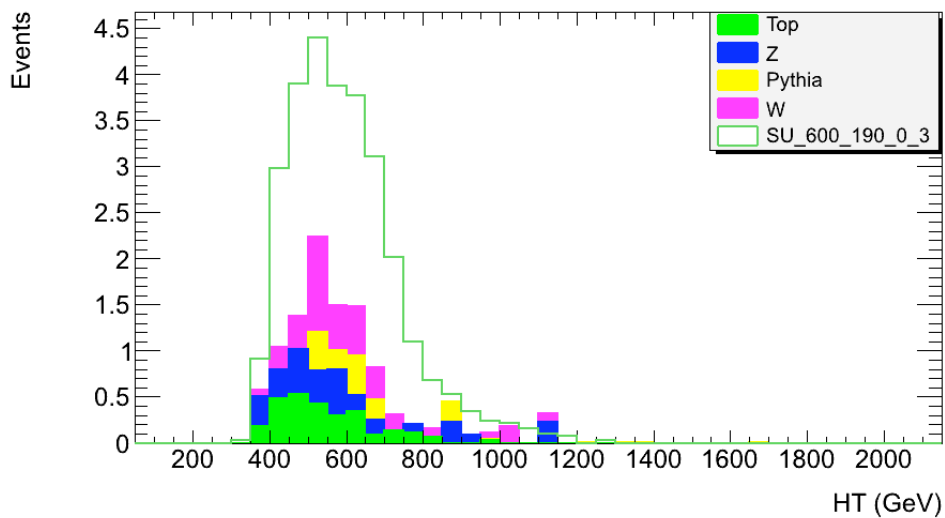


FIGURE 4.24 – Distribution marginale de l’angle entre la direction en  $\phi$  de l’énergie transverse manquante et du quatrième jet le plus énergétique de l’événement. Ma proposition est de ne garder que les événements avec  $\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{\text{miss}})_{\text{min}} > 0.3$ .



**FIGURE 4.25** – Distribution de l'énergie transverse manquante dans le cadre d'une analyse SUSY 3-jets marginale avec des coupures réduites sur HT et sur le rapport entre HT et l'énergie transverse manquante. Ma proposition est de ne garder que les événements avec  $E_T^{\text{miss}} > 150$  GeV.



**FIGURE 4.26** – Distribution de HT dans le cadre d'une analyse SUSY 3-jets marginale avec des coupures réduites sur  $E_T^{\text{miss}}$  et sur le rapport entre HT et l'énergie transverse manquante. Ma proposition est de ne garder que les événements avec  $HT > 400$  GeV.



Point mSUGRA	Fond total	Signal	Ratio
Analyse standard avec $m_{\text{eff}} > 500$ GeV			
<i>SU_840_130</i>	79.167	97.40	1.23
<i>SU_600_190</i>	79.167	46.04	0.58
Analyse standard avec $m_{\text{eff}} > 1000$ GeV			
<i>SU_840_130</i>	2.2	5.66	2.57
<i>SU_600_190</i>	2.2	6.857	3.1
Analyse totalement optimisée à signal constant			
<i>SU_840_130</i>	1.1	5.6	5.1
<i>SU_600_190</i>	1.1	4.3	3.9
Analyse totalement optimisée à fond constant			
<i>SU_840_130</i>	2.2	12.6	5.73
<i>SU_600_190</i>	2.2	11.4	5.18

**TABLE 4.6** – Nombre d'événements de bruit de fond et de signal pour une luminosité intégrée de  $36 \text{ pb}^{-1}$  et rapport entre ces deux nombres dans le cadre d'une analyse 3 jets avec différents niveaux d'optimisation. *SU\_840\_130* représente le point mSUGRA ( $m_0 = 840, m_{1/2} = 130, \tan \beta = 3, A_0 = 0, \mu > 0$ ) et *SU\_600\_190* le point ( $m_0 = 600, m_{1/2} = 190, \tan \beta = 3, A_0 = 0, \mu > 0$ )

pas forcément les limites obtenues avec d'autres modèles phénoménologiques ce qui fait qu'elle n'a pas encore été utilisée officiellement par la collaboration. Des analyses optimisées à partir de cette proposition et de propositions suggérées par d'autres membres du groupe ATLAS SUSY seront appliquées durant la deuxième moitié de 2011.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons pu voir la stratégie d'ATLAS pour la recherche de supersymétrie dans le canal 0-lepton ainsi que les limites obtenues dans le cadre de mSUGRA avec  $200 \text{ pb}^{-1}$  de données. Aucun excès n'a encore été observé. J'ai présenté mon travail autour de l'estimation du fond QCD et de l'impact de problèmes apparus dans le LAr et élaboré une proposition d'optimisation de l'analyse 3-jets. Dans le chapitre suivant nous verrons les nouveaux résultats d'ATLAS avec  $1.2 \text{ fb}^{-1}$  de données ainsi qu'une comparaison avec les résultats de CMS.

## Chapitre 5

# Mise à jour et perspectives

Dans ce chapitre sont présentés les derniers résultats publics d’ATLAS et de CMS concernant la recherche de particules supersymétriques dans le cadre du modèle mSUGRA. Le canal 0-lepton étudié durant cette thèse est bien entendu présent mais il est accompagné des canaux 1-lepton et 0-lepton+b-jets. Dans une deuxième partie les perspectives de recherche de supersymétrie seront étudiées.

### 5.1 Mise à jour de l’analyse 0-lepton

L’analyse utilisée durant l’été 2011 est très similaire à celle présentée dans le chapitre précédent. Les conditions expérimentales d’ATLAS et du LHC en général n’ayant que peu évoluée. La seule différence notable est l’apparition d’une nouvelle région de signal (4 jets) avec des coupures plus dures sur l’impulsion transverse des deuxième, troisième et quatrième jets de l’événement (80 GeV) ainsi que sur  $M_{eff}$  (1100 GeV). La statistique considérée pour les résultats présentés à la conférence EPS [7] est de l’ordre de  $1.04 fb^{-1}$  (alors que  $3.2 fb^{-1}$  sont enregistrés à ce jour). On voit que l’évolution par rapport au résultat de PLHC est grande. En particulier dans la région à grand  $m_0$  où l’exclusion qui se limitait au maximum à des valeurs de  $m_0$  de l’ordre de 1.5 TeV se situe désormais à plus du double (3.5 TeV). Cette différence est surtout due à la nouvelle région de signal “4 jets”. On remarque aussi que l’évolution suivant l’axe  $m_{1/2}$  est moins importante, de l’ordre d’une cinquantaine de GeV pour la limite attendue et quasiment identique au résultat de PLHC pour la limite observée, signe que l’augmentation de la statistique ne va pas nous permettre d’exclure une région beaucoup plus importante très rapidement.

### 5.2 Présentation des analyses 0-lepton de CMS

À la différence d’ATLAS, CMS utilise deux méthodes d’analyse différentes pour le canal 0-lepton [19]. Historiquement, la première méthode utilisée est basée sur une autre variable cinématique  $\alpha_T$  qui est très efficace pour rejeter le bruit de fond QCD [20]. On voit que pour l’analyse effectuée sur les données disponibles en août 2011 (figure 5.2), ATLAS a une limite observée inférieure à la limite attendue, alors que CMS ne communique pas la sensibilité attendue. Les limites observées sont quasiment identiques pour une statistique quasiment équivalente. La deuxième méthode d’analyse est similaire à celle d’ATLAS mais utilise les variables HT (qui est relativement proche de notre variable masse effective mais ne prend pas en compte la  $E_T^{miss}$ ), MHT (qui correspond à la  $E_T^{miss}$  calculée uniquement à partir de l’impulsion des jets considérés dans l’analyse et remplace de ce fait cette dernière) et le rapport entre HT et MHT comme variables cinématiques. Le résultat présenté ici (figure 5.3) est obtenu avec plus de  $1 fb^{-1}$  et repousse encore l’espace de paramètres permis pour mSUGRA. L’absence du contour de la limite attendue par CMS ne permet

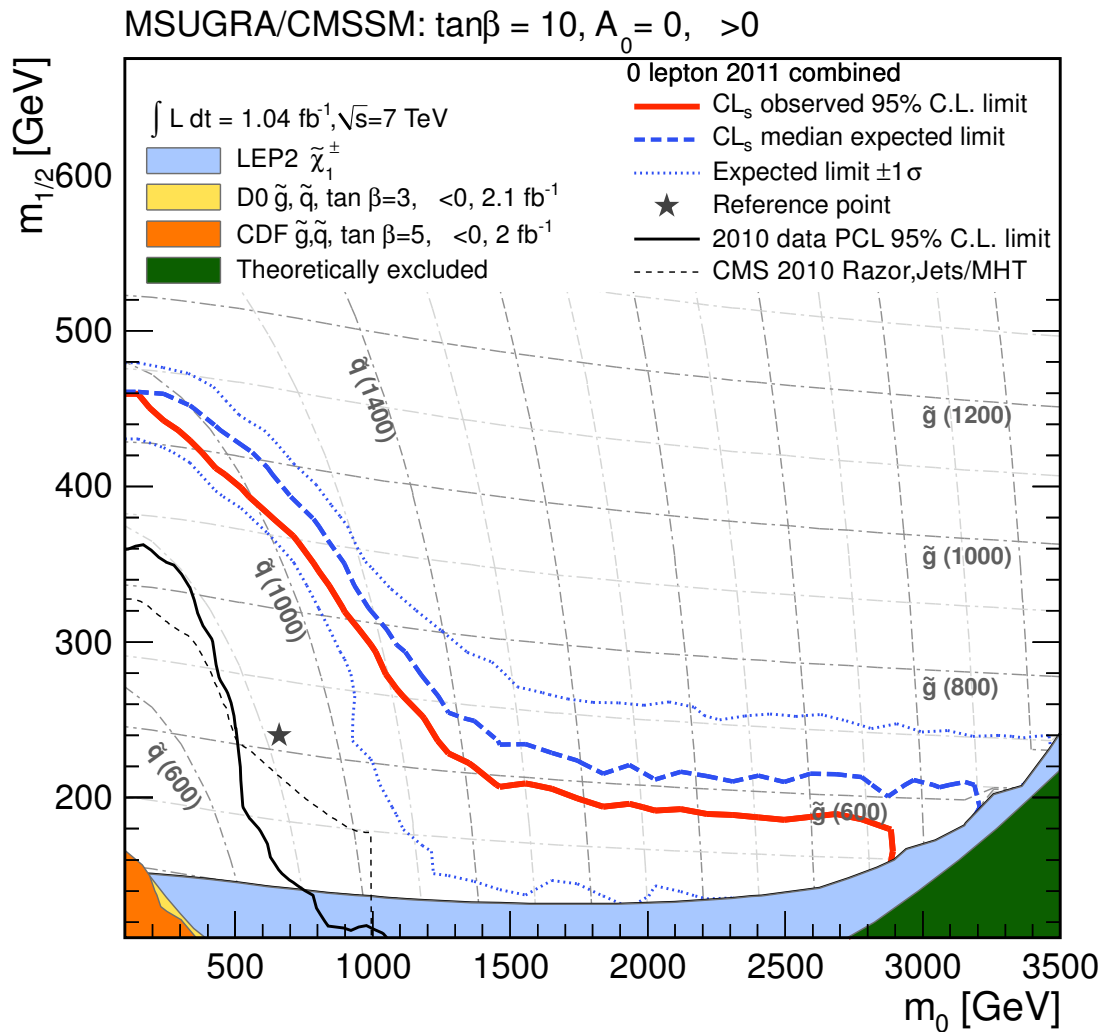


FIGURE 5.1 – Exclusion dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  de l’analyse 0-lepton d’ATLAS, dans le cadre de mSUGRA.

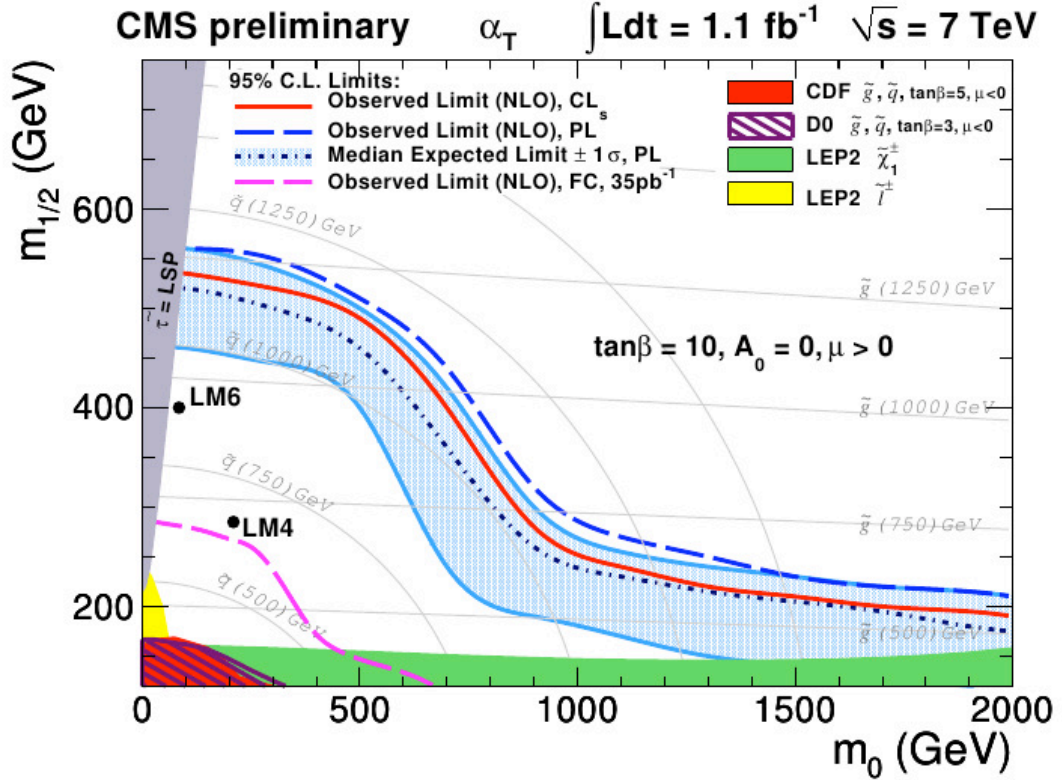


FIGURE 5.2 – Exclusion dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  de l’analyse  $\alpha_T$  0-lepton de CMS, dans le cadre de mSUGRA.

pas de comparer les performances des analyses ATLAS et CMS, la limite observée étant sujette aux fluctuations statistiques.

### 5.3 Résultats de l’analyse 1-lepton dans ATLAS

L’analyse 1-lepton d’ATLAS est relativement proche de l’analyse 0-lepton (table 5.1). Les différences notables concernent les coupures qui sont moins dures que celles de l’analyse 0-lepton (sauf sur  $\Delta\phi(\text{jet}_i, E_T^{\text{miss}})_{\min}$  ( $i = 1 \dots 3$  ou 4)) ainsi que la présence d’un lepton (électron ou muon) et d’une variable appelée  $m_T$  la masse transverse formée par la  $E_T^{\text{miss}}$  et l’impulsion transverse du lepton. Le lepton isolé doit avoir une impulsion d’au moins 25 GeV dans le cas d’un électron et de 20 GeV dans le cas d’un muon. Pour être orthogonal aux autres analyses leptoniques si un autre lepton isolé (20 GeV dans le cas des électrons, 10 GeV dans le cas des muons) est présent l’événement est rejeté.

L’analyse se déroule de la même façon que l’analyse 0-lepton avec l’utilisation de régions de contrôle et de facteur de transferts pour estimer les fonds dans les régions de signal. Le traitement des incertitudes est lui aussi similaire, excepté le fait que des incertitudes supplémentaires dues au lepton sont ajoutées.

Les limites observée et attendue (figure 5.4) sont inférieures à celles de l’analyse 0-lepton avec la même statistique, confirmant que l’analyse 0-lepton est bien celle ayant la meilleure sensibilité pour la recherche de mSUGRA. On peut aussi comparer ce résultat à celui de CMS (figure 5.3). On voit que les performances sont du même ordre. Cette analyse est cependant très utile en cas de “découverte” d’un signal SUSY : un signal fort dans les deux canaux donnerait une grande confiance dans la découverte et permettrait de commencer à cerner les caractéristiques de la nouvelle physique.

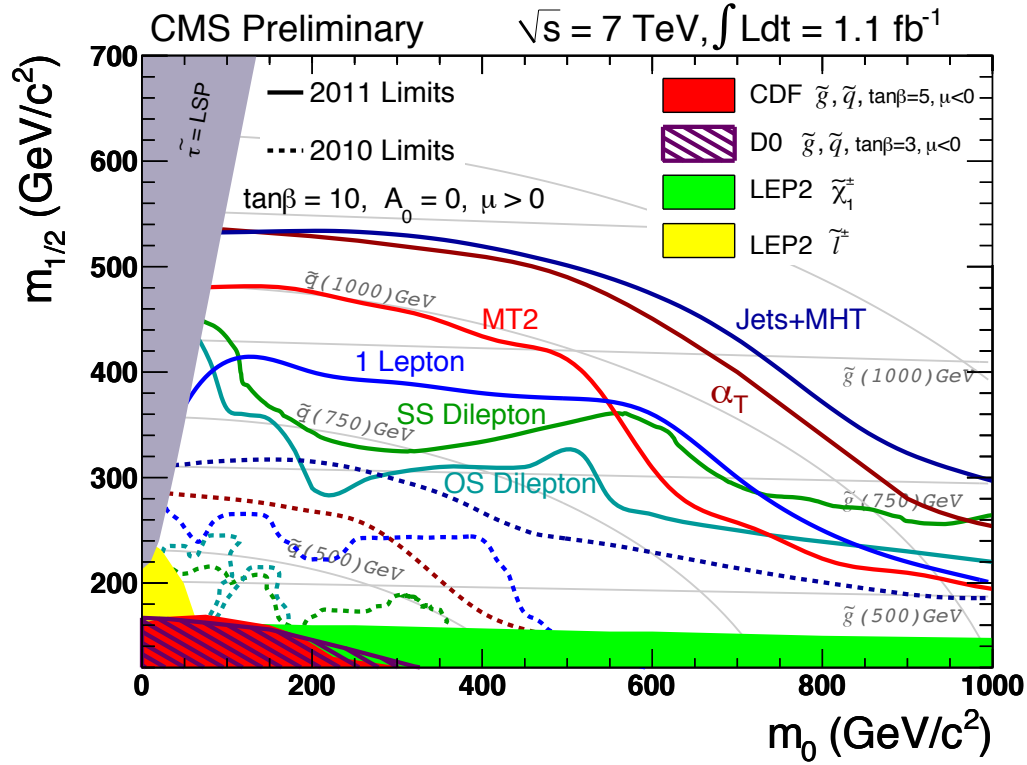


FIGURE 5.3 – Exclusion dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  de l'ensemble des recherches de CMS, dans le cadre de mSUGRA.

Région de signal	$\geq 3$ jets loose	$\geq 3$ jets tight	$\geq 4$ jets loose	$\geq 4$ jets loose
$E_T^{\text{miss}}$ [GeV]	$> 125$	$> 240$	$> 140$	$> 200$
Leading jet $p_T$ [GeV]	$> 60$	$> 80$	$> 60$	$> 60$
Second jet $p_T$ [GeV]	$> 25$	$> 25$	$> 25$	$> 40$
Troisième jet $p_T$ [GeV]	$> 25$	$> 25$	$> 25$	$> 40$
Quatrième jet $p_T$ [GeV]	–	–	$> 25$	$> 40$
$\Delta\phi(\text{jet}_i, E_T^{\text{miss}})_{\text{min}}$ ( $i = 1 \dots 3$ ou $4$ )	$> 0.2$	$> 0.2$	$> 0.2$	$> 0.2$
$E_T^{\text{miss}}/M_{\text{eff}}$	$> 0.25$	$> 0.15$	$> 0.3$	$> 0.15$
$M_{\text{eff}}$ [GeV]	$> 500$	$> 600$	$> 300$	$> 500$
$m_T$ [GeV]	$> 100$	$> 100$	$> 100$	$> 100$

TABLE 5.1 – Critères de sélection pour chacune des trois régions de signal complémentaires. Toutes les variables sont définies dans la Section 4.1.3.

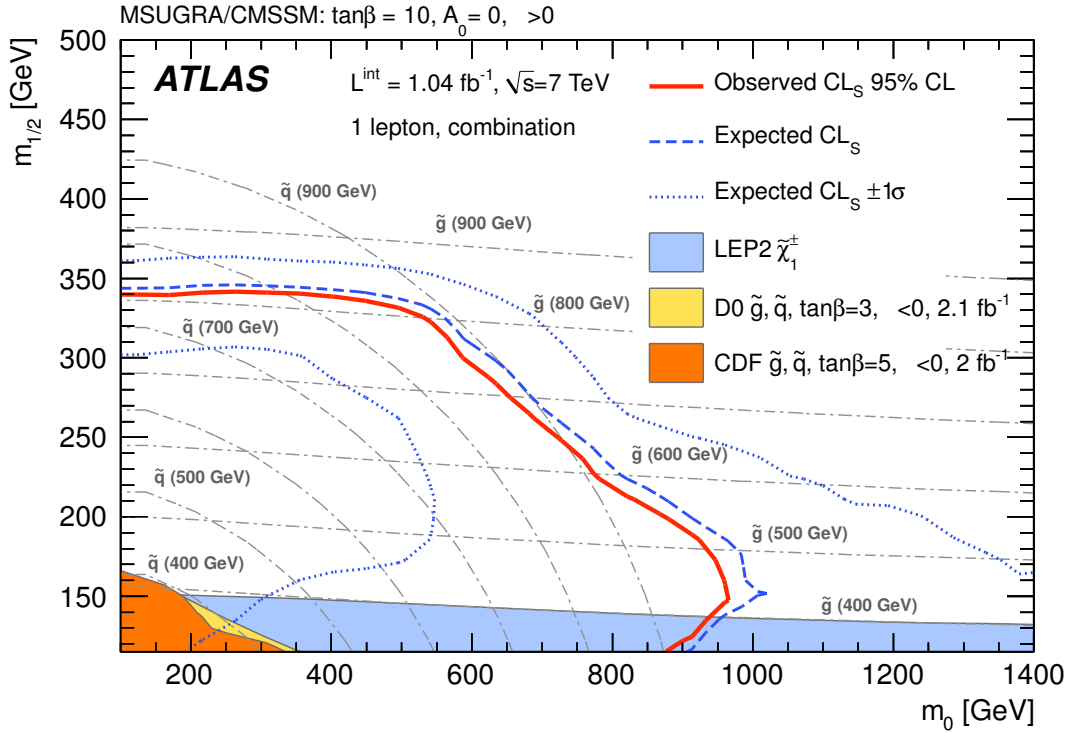


FIGURE 5.4 – Exclusion dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  de l’analyse 1-lepton d’ATLAS, dans le cadre de mSUGRA.

## 5.4 Résultats de l’analyse 0-lepton et b-jets dans ATLAS

L’analyse 0-lepton et b-jets est très semblable à l’analyse 0-lepton. Quatre régions de signal sont établies, toutes demandant au moins 3 jets de plus de 50 GeV d’impulsion transverse ainsi que toutes les coupures de sélection de l’analyse 0-lepton classique. La différence entre les 4 régions de signal provient du choix de la coupure sur  $M_{eff}$  (500 ou 700 GeV) ainsi que sur le nombre de jets étiquetés “b” parmi les 3 jets de plus de 50 GeV de la sélection (1 ou 2). L’efficacité d’étiquetage est de l’ordre de 50 % pour un jet de 50 GeV. L’estimation des fonds se fait via des régions de contrôle. Les incertitudes systématiques sont traitées comme dans le cadre de l’analyse 0-lepton classique. Le résultat est interprété sous la forme d’une exclusion à 95 % de niveau de confiance pour différents scénarios supersymétriques. Sur la figure 5.5, la région exclue est montrée dans le plan  $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{g}})$  en faisant l’hypothèse que le squark le plus léger  $\tilde{b}_1$  est produit par production direct d’une paire de  $\tilde{b}_1$  ou via la production de gluinos et qu’il se désintègre exclusivement en produisant un quark b est un neutralino LSP. Cette analyse permet de poser des contraintes au delà de l’analyse 0-lepton dans le cadre de mSUGRA pour les grandes valeurs de  $\tan\beta$  ( $>30$ ).

## 5.5 Perspectives

### 5.5.1 Autres modèles supersymétriques

#### 5.5.1.a MSSM phénoménologique

Pour conclure cette thèse, il convient de rappeler que mSUGRA n’est pas le seul modèle recherché dans ATLAS.

Dans ATLAS une version simplifiée du MSSM est utilisée, dans laquelle seul les squarks et les gluinos sont produits. Comme pour mSUGRA une grille de points dans le plan  $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{g}})$  est générée pour des masses allant de 100 GeV jusqu’à 2 TeV pour les gluinos et les squarks de

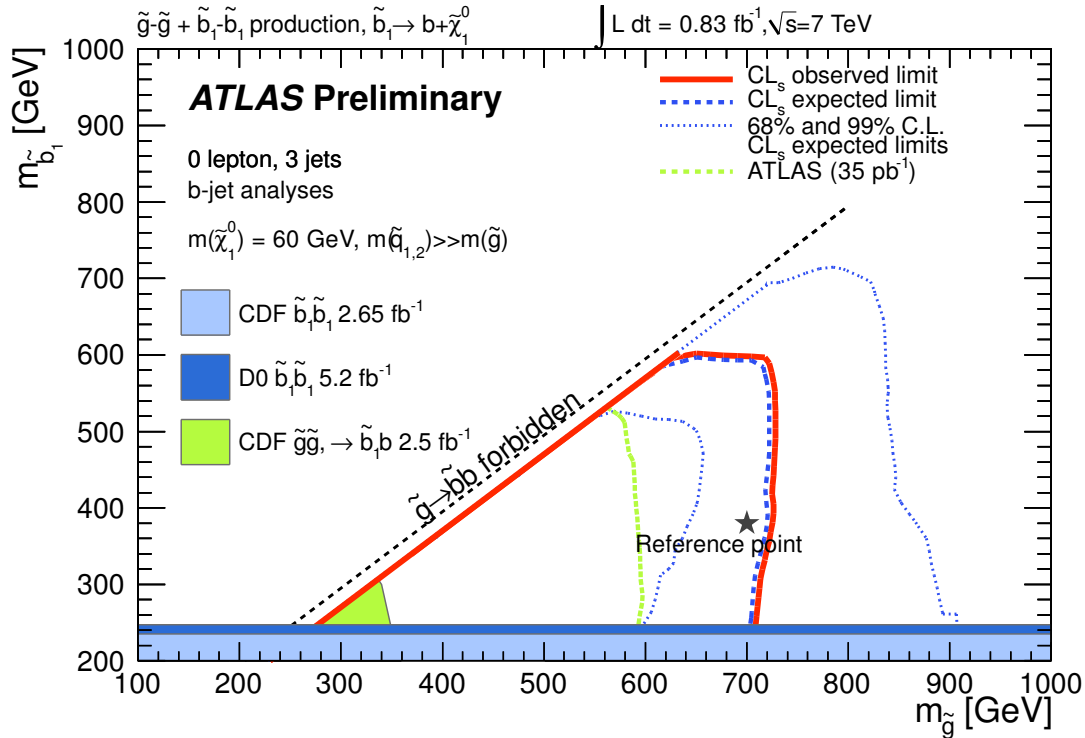


FIGURE 5.5 – Exclusion dans le plan  $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{g}}$ ) de l’analyse 0-lepton+b-jets d’ATLAS, dans le cadre d’un modèle simplifié décrit dans le texte.

première et deuxième génération, les neutralinos LSP peuvent avoir des masses de 0, 100, 200, 300, 400 et 500 GeV. Toutes les autres particules supersymétriques ont des masses arbitrairement fixées à 5 TeV (pour qu’elles ne puissent pas être produites avec les conditions expérimentales du LHC). Le résultat est visible sur la figure 5.6.

Pour interpréter les résultats du LHC en terme de modèle supersymétrique et ne pas poser de limite dans un modèle spécifique on peut mettre une contrainte sur un processus de production/désintégration de partenaires supersymétriques (par exemple  $pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} \rightarrow q\bar{q} + \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$  comme au paragraphe précédent). Connaissant la limite sur le produit de la section efficace par le rapport d’embranchement on peut ensuite appliquer cette valeur à un modèle SUSY donné et vérifier si il est exclu ou pas. Des travaux phénoménologique ont ainsi été fait [8] sur un ensemble de 71000 modèles basé sur une forme contrainte du MSSM avec 19 paramètres libres (p-MSSM).

### 5.5.1.b Au delà du MSSM

En restant dans la famille des modèles où la brisure de symétrie est transmise par interaction gravitationnelle, il existe d’autres modèles que le MSSM. L’un de ces derniers est le NMSSM (Next to Minimal SuperSymmetric Model) [24] qui rajoute un singlet superchamp chiral additionnel par rapport au MSSM, résolvant ainsi le problème du paramètre de masse du Higgs supersymétrique. Cependant ce modèle ne fait pas encore partie des signatures recherchées aux collisionneurs car il n’existe pas encore de façon simple de générer des événements à partir de ce dernier.

## 5.5.2 Interprétation des résultats et perspectives

Dans le chapitre 1, les contraintes posées par la recherche de matière noire ont été présentées. Récemment, une expérience : Xenon100, a encore augmentée ces contraintes [27] [9]. De plus, le LHC commence à exclure une partie des quelques régions encore permises après la prise en

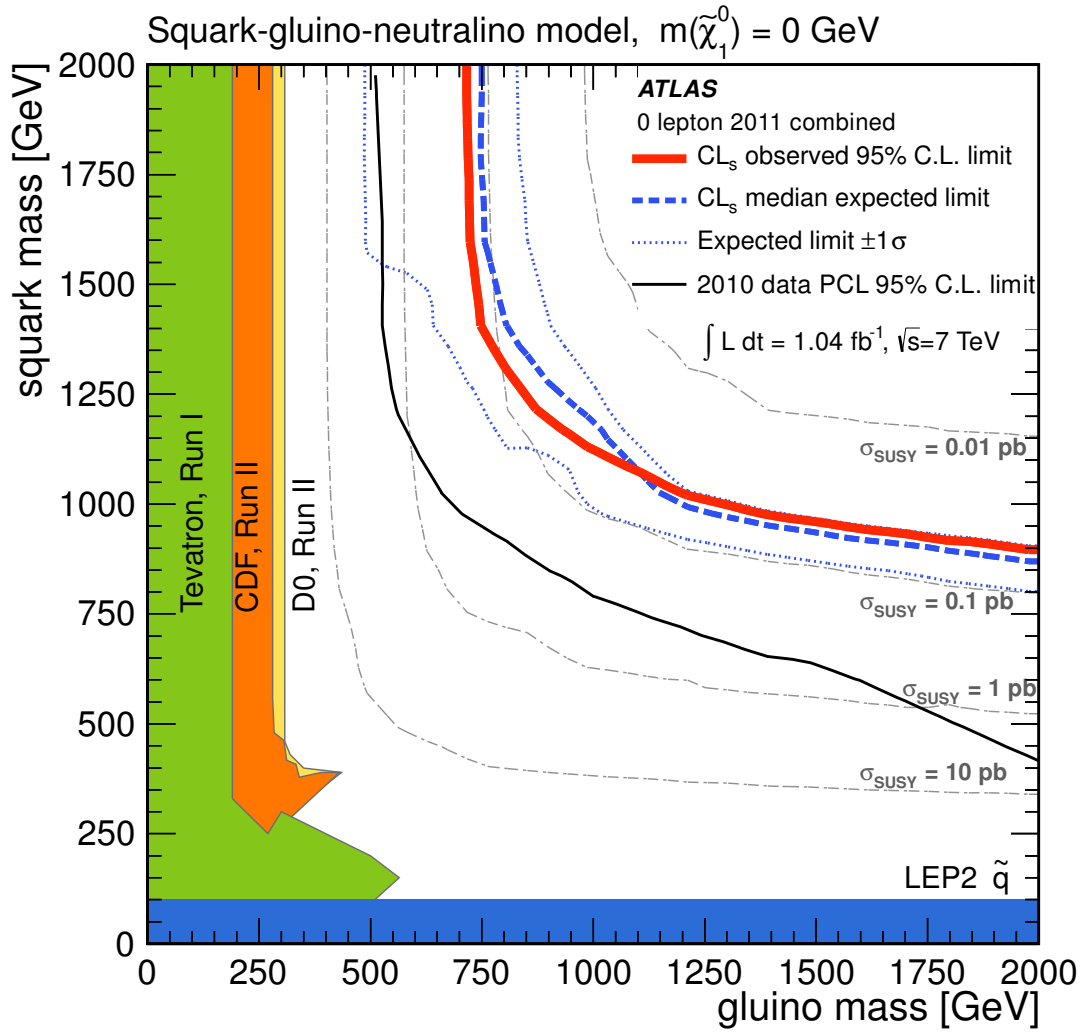


FIGURE 5.6 – Exclusion dans le plan  $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{g}})$  de l’analyse 0-lepton d’ATLAS, dans le cadre du modèle MSSM phénoménologique choisi par ATLAS.



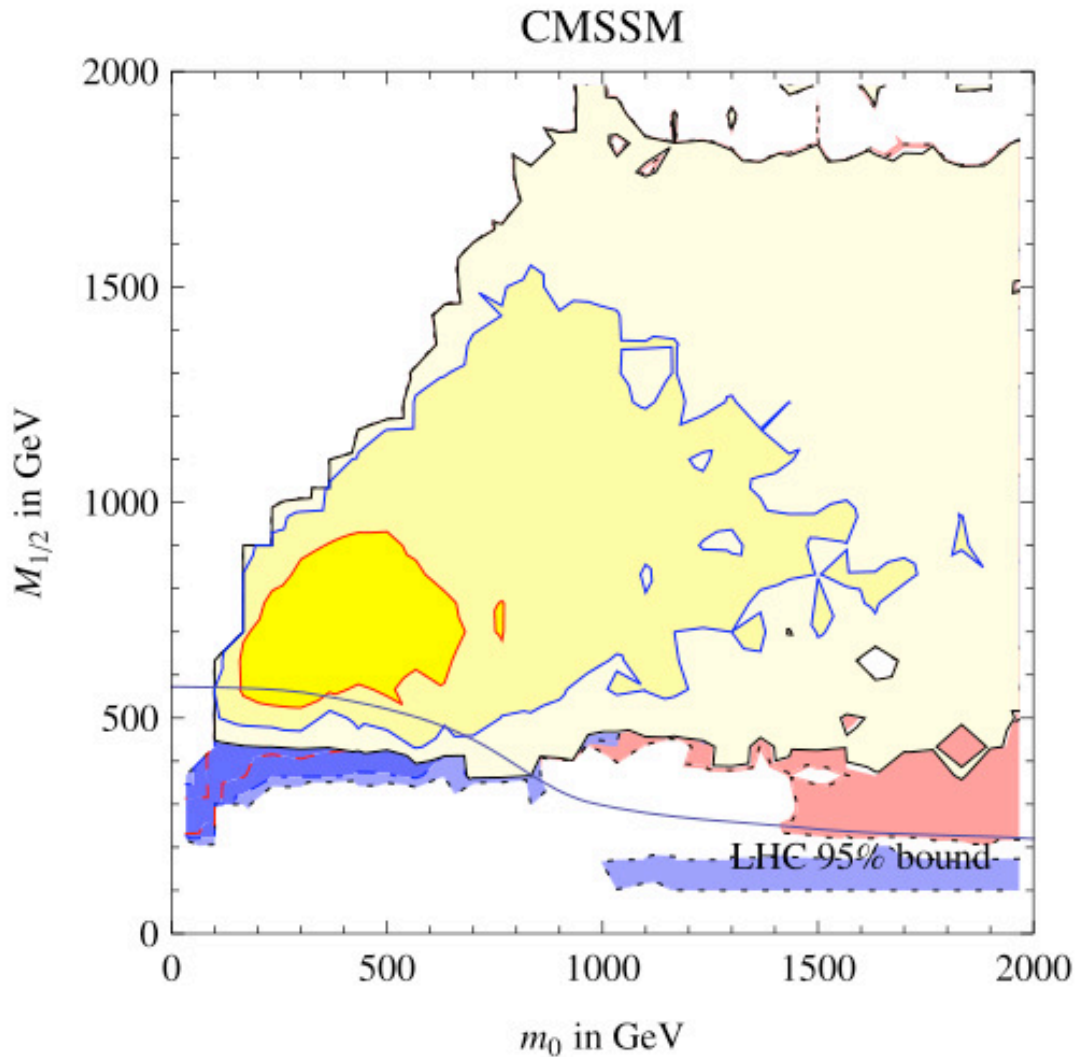


FIGURE 5.7 – Exclusion dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  posées par Xenon100 (rouge) et le LHC (bleu) dans le cadre de mSUGRA.

compte des contraintes de recherche directe de matière noire. Dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$ , sont désormais exclues toute la région dite “Focus Point” ainsi que la région “Bulk”. Sur la figure 5.7 on peut voir un résumé des limites posées par Xenon100 (en rouge) et le LHC (en bleu) dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  pour mSUGRA.

L’espace de phase accessible par mSUGRA se réduit donc grâce aux recherches directe et indirecte de ces dernières années. Ce modèle n’est cependant pas encore exclu totalement. Toutes les bonnes propriétés présentées au chapitre 1 sont toujours valables et la présence de partenaires supersymétriques avec des masses de l’ordre du TeV est toujours possible. Pour le LHC, d’ici la fin de la prise de données 2012, plus de  $15 fb^{-1}$  à 7 TeV d’énergie dans le centre de masse auront été collectés, ce qui devrait permettre d’étendre encore la zone exclue dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$ .

On peut comparer avec les prévisions d’ATLAS pour  $1 fb^{-1}$  de données à 14 TeV d’énergie dans le centre de masse (figure 5.8). Les coupures sont assez proches de celles utilisées précédemment (analyse 4-jets 0-lepton utilisée pour PLHC). On voit qu’on arrive à exclure une zone à grand  $m_0$ , avec nos données à 7 TeV, qu’on pensait pouvoir découvrir à 14 TeV. Par contre, on se situe encore relativement loin de la zone à grand  $m_{1/2}$  qu’on est sensé pouvoir découvrir avec la même statistique à 14 TeV.

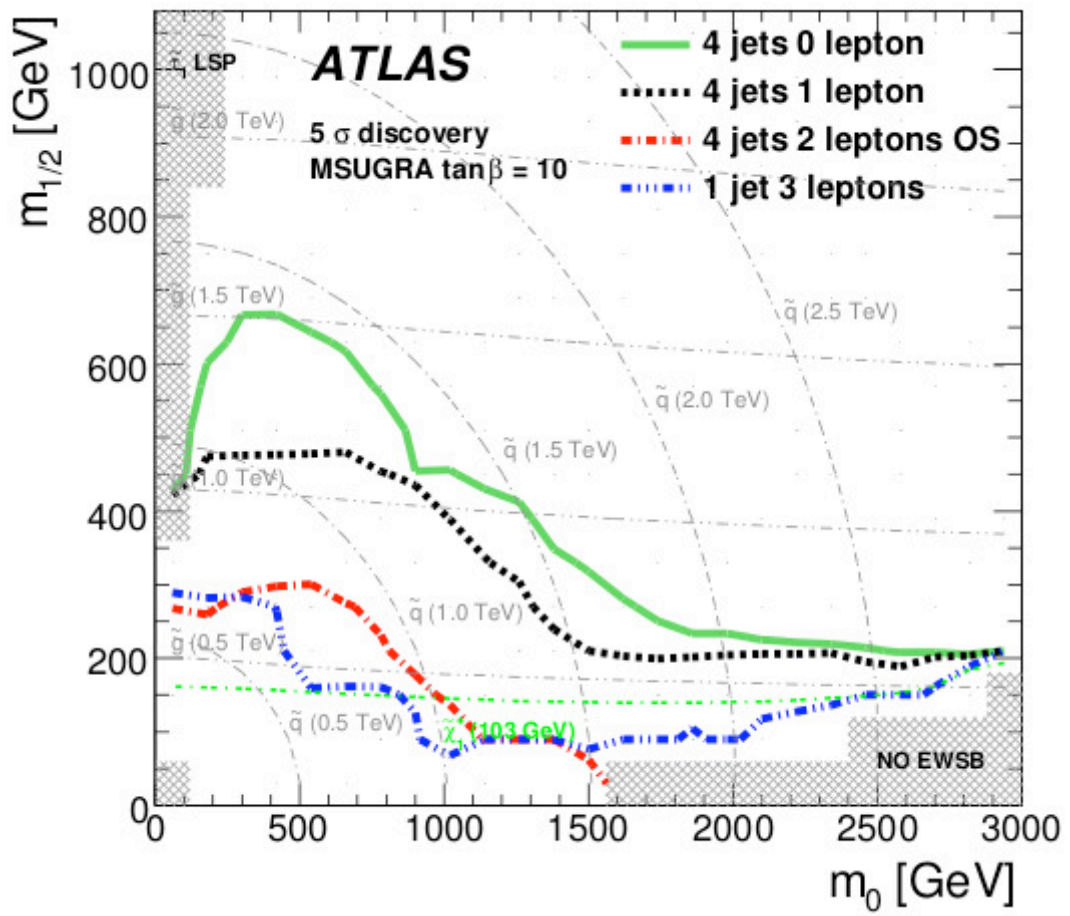


FIGURE 5.8 – Sensibilité attendue dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  par ATLAS pour  $1 fb^{-1}$  à 14 TeV d'énergie dans le centre de masse dans le cadre de mSUGRA.



A shaping stone, to make us ; a testing  
ground to prove our worth ; and a  
punishment for the sin.

---

*Robert Jordan*

## Conclusion

Dans cette thèse de nombreux aspects du détecteur Atlas et de la physique qui lui est associée ont été abordés.

Un travail au niveau des cellules du calorimètre électromagnétique ayant pour but la compréhension de différentes formes de bruit et la recherche de moyens pour réduire leur effet à d'abord eu lieu.

Fort de l'expérience gagnée durant ce travail, les connaissances accumulées ont pu ensuite être appliquées à des objets physiques comme les jets, réduisant ainsi le taux de bruit de fond du détecteur.

Les jets étant des objets clé dans la recherche de nouvelles physiques au LHC comme c'est le cas par exemple de la Supersymétrie dans les canaux multijets plus énergie transverse manquante, l'amélioration de l'efficacité du taux de détection de faux a permis d'améliorer la sensibilité de l'expérience à la recherche d'événements rares.

Pour poursuivre dans l'amélioration de la sensibilité un travail a ensuite été entrepris sur la compréhension des bruits de fonds physique, en particulier sur le bruit de fond QCD.

Une analyse complète de recherche de nouvelle physique a été effectuée. De la définition des coupures offrant la meilleure sensibilité au signal à l'étude des résultats, l'analyse statistique pour établir, aujourd'hui, l'une des meilleures limites sur la supersymétrie dans son modèle le plus simple : mSUGRA.



# Bibliographie

- [1] U. Nierste A. Dedes, H.K. Dreiner. Correlation of  $Bs- \rightarrow mu^+ mu^-$  and  $(g-2)_\mu$  in Minimal Supergravity. *Phys. Lett.*, B393 :132–142, 2001.
- [2] G. Aad et al. Charged particle multiplicities in pp interactions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and  $7\text{tev}$  in a diffractive limited phase-space measured with the atlas detector at the lhc and new pythia6 tune. Technical report, CERN, 2010. ATLAS-CONF-2010-031.
- [3] G. Aad et al. First tuning of herwig/jimmy to atlas data. Technical report, CERN, 2010. ATL-PHYS-PUB-2010-014.
- [4] V.M. Abazov and al. Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy using 2.1 fb<sup>-1</sup> of collision data at  $\sqrt{s} = 7\text{tev}$  with the atlas detector. *Physics Letters B*, 660(5) :449 – 457, 2008.
- [5] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506 :250–303, 2003.
- [6] ATLAS Collaboration (G. Aad et al). The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008.
- [7] ATLAS Collaboration (G. Aad et al). Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in  $\sqrt{(s)} = 7\text{TeV}$  proton-proton collisions. *CERN*, 2011.
- [8] C. F. Berger, J. S. Gainer, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo. Supersymmetry without prejudice. *JHEP*, 0902 :023, 2009.
- [9] O. Buchmueller, R. Cavanaugh, D. Colling, A. De Roeck, M. Dolan, J. Ellis, H. Flächer, S. Heinemeyer, G. Isidori, D. MartinezSantos, K. Olive, S. Rogerson, F. Ronga, and G. Weiglein. Supersymmetry and dark matter in light of lhc 2010 and xenon100 data. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 71 :1–22, 2011. 10.1140/epjc/s10052-011-1722-2.
- [10] J. M. Butterworth, Jeffrey R. Forshaw, and M. H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, C72 :637–646, 1996.
- [11] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti-k<sub>t</sub> jet clustering algorithm. *JHEP*, 04 :063, 2008.
- [12] W.E. Cleland and E.G. Stern. Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 338(2-3) :467 – 497, 1994.
- [13] The Atlas Collaboration. Drift time measurement in the atlas liquid argon electromagnetic calorimeter using cosmic muons. *The European Physical Journal C*, 70(3) :32, 2010.
- [14] The ATLAS collaboration. Jet energy resolution and selection efficiency relative to track jets from in-situ techniques with the atlas detector using proton-proton collisions at a center of mass energy  $\sqrt{(s)} = 7\text{tev}$ . Technical Report ATLAS-CONF-2010-054, CERN, 2010.

- [15] The ATLAS collaboration. Jet energy scale and its systematic uncertainty for jets produced in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{tev}$  and measured with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2010-056, CERN, 2010.
- [16] The ATLAS collaboration. Determination of the muon reconstruction efficiency in atlas at the z resonance in proton-proton collisions at 7 tev. Technical Report ATLAS-CONF-2011-008, CERN, 2011.
- [17] The ATLAS collaboration. Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  with ATLAS. *European Physics Journal C*, 6 :S11001, 2011.
- [18] The ATLAS collaboration. Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the atlas detector in  $\sqrt{s} = 7\text{tev}$  proton-proton collisions. Technical Report ATLAS-CONF-2011-086, CERN, Geneva, Jun 2011.
- [19] The CMS Collaboration. Search for Supersymmetry at the LHC in Events with Jets and Missing Transverse Energy. *PRL*, 1105 :026, 2011.
- [20] The CMS Collaboration. Search for supersymmetry in pp collisions at 7 tev in events with jets and missing transverse energy. *Physics Letters B*, 698(3) :196 – 218, 2011.
- [21] G Corcella et al. *HERWIG 6.5 release note*. *arXiv*, 2002.
- [22] G. Cowan et al. Power-Constrained Limits. *arXiv*, 2011.
- [23] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Using the profile likelihood in searches for new physics, 2010.
- [24] Ulrich Ellwanger, Cyril Hugonie, and Ana M. Teixeira. The next-to-minimal supersymmetric standard model. *Physics Reports*, 496(1-2) :1 – 77, 2010.
- [25] R Achenbach et al. The atlas level-1 calorimeter trigger. *Journal of Instrumentation*, 3(03) :P03001, 2008.
- [26] L. Evans and P. Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3 :S08001, 2008.
- [27] Marco Farina, Mario Kadastik, Duccio Pappadopulo, Joosep Pata, Martti Raidal, and Alessandro Strumia. Implications of xenon100 and lhc results for dark matter models. *Nuclear Physics B*, 853(3) :607 – 624, 2011.
- [28] Stefano Frixione, Eric Laenen, Patrick Motylinski, and Bryan R. Webber. Single-top production in MC@NLO. *JHEP*, 03 :092, 2006.
- [29] Ross Graham G. Grand unified theories. Technical report, 1984.
- [30] Howard Georgi and S. L. Glashow. Unity of all elementary-particle forces. *Phys. Rev. Lett.*, 32(8) :438–441, Feb 1974.
- [31] V. Giangiobbe. Jet calibration in the atlas experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 617(1-3) :90 – 91, 2010. 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors - Proceedings of the 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
- [32] G. Hinshaw, J. L. Weiland, R. S. Hill, N. Odegard, D. Larson, C. L. Bennett, J. Dunkley, B. Gold, M. R. Greason, N. Jarosik, E. Komatsu, M. R. Nolta, L. Page, D. N. Spergel, E. Wolack, M. Halpern, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, G. S. Tucker, and E. L. Wright. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 180 :225–245, February 2009.
- [33] [http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/lsp\\_c\\_mssm\\_summer04/cMSSM\\_final.html](http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/lsp_c_mssm_summer04/cMSSM_final.html).
- [34] [http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/sleptons\\_summer04/slep\\_final.html](http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/sleptons_summer04/slep_final.html).

- 
- [35] <http://www.ph.ed.ac.uk/~tlehn/prospino/>.
- [36] K. Nakamura et al. Supersymmetry Experimental (rev). *J. Phys. G*, 37 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition., 2010.
- [37] Nikola Michel Makovec. Search for New Physics in the Jets + Missing ET topology. *Fermilab*, 2006. FERMILAB-THESIS-2006-79.
- [38] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, Roberto Pittau, and Antonio D. Polosa. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 07 :001, 2003.
- [39] Stephen P. Martin. A Supersymmetry Primer. *arXiv*, 2008.
- [40] Pavel M. Nadolsky et al. Implications of CTEQ global analysis for collider observables. *Phys. Rev.*, D78 :013004, 2008.
- [41] F. Paige and S. Protopopescu. ISAJET. *Supercollider Physics*, B393 :41, 1986.
- [42] Emmanuel Moulin présentation au GDR SUSY Avril 2006.
- [43] A. Read. Presentation of search results : the CLs technique. *Journal of Physics G : Nucl. Part. Phys.*, 28 :2693–2704, 2002.
- [44] Tim Scanlon. Beyond the Standard Model Higgs Boson Searches at the Tevatron. page 012, 2011.
- [45] S. Schael and al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Physics Reports*, 427 :257–454, 2006. About 300 pages - A paraître dans Physics Reports LPSC 05132, LAL 05-179, APC-05-108.
- [46] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178 :852–867, 2008.







---

**MOT-CLEFS**

ATLAS, SUSY, LHC

---

**TITLE**

**Recherche de particules supersymétriques dans le canal jets et énergie manquante auprès du détecteur ATLAS**

---

**KEYWORDS**

LHC, ATLAS, SUSY

---

**ADRR** : Adresse Labo  
**ISBN** : LAL 11-217