

Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II
U.F.R. de recherche scientifique et technique

THESE

présentée pour obtenir

*Le grade de DOCTEUR EN PHYSIQUE DES PARTICULES
de l'université Blaise Pascal*

par

Catherine BISCARAT

**Calibration in-situ du calorimètre hadronique
du détecteur ATLAS par la méthode E/p**

soutenue le 18 Avril 2001 devant la commission d'examen

Mme	M.	BOSMAN-FERNANDEZ	
M.	A.	FALVARD	
Mlle	F.	GIANOTTI	Rapporteur
M.	J.C.	MONTRET	Président
M.	P.	PETROFF	Rapporteur
Mme	E.	RICHTER-WAS	
M.	F.	VAZEILLE	

Je tiens à exprimer ma plus profonde et sincère reconnaissance à mon ami le plus cher sans qui tous mes efforts auraient été vains et abîmés. Je le prie humblement d'accepter l'hommage de cette thèse.

Je tiens également à témoigner de mon inclination extrême pour celui sans qui la lumière ne m'aurait pas embrassée. Je souhaite qu'il décèle dans l'accomplissement de cet ouvrage l'éclat de la première perle.

Table des matières

Introduction	1
1 L'échelle du TeV	3
1.1 L'échelle électrofaible	3
1.1.1 Le modèle standard minimal	3
1.1.2 Succès et insuffisances du modèle standard	7
1.2 L'importance de l'échelle du TEV	8
1.2.1 Le domaine de validité du modèle standard	8
1.2.2 Les modèles proposés	9
1.2.3 La supersymétrie et son modèle minimal	10
1.2.4 Potentiel de découverte à l'échelle du TeV	11
1.3 L'exploration de l'échelle du TeV au CERN	12
1.3.1 Les modes de fonctionnement du collisionneur	12
1.3.2 Les caractéristiques du collisionneur	12
1.3.3 Les expériences	14
2 La physique en régime pp au LHC	17
2.1 Phénoménologie des collisions pp	17
2.1.1 Section efficace totale et processus mis en jeu	17
2.1.2 Processus durs	21
2.1.3 Fonctions de structure	22
2.1.4 Variables cinématiques	24
2.1.5 Événements de biais minimum	26
2.2 Taux de production et stratégie de recherche	27
2.2.1 Particules du modèle standard	29
2.2.2 Événements dominants	30

2.2.3	Événements rares	32
2.3	Cas particulier du lepton tau	36
2.3.1	Désintégration des leptons τ	36
2.3.2	Polarisation des leptons τ	38
2.3.3	Détection des leptons τ	38
2.3.4	Utilisation des leptons τ	39
2.4	Production des bosons W et Z	41
2.4.1	Mécanismes de production	41
2.4.2	Simulation Monte Carlo	43
3	Le détecteur ATLAS	47
3.1	L'optimisation du détecteur	47
3.1.1	Contraintes physiques	47
3.1.2	Contraintes d'environnement	48
3.2	Description générale de l'appareillage	50
3.3	Le détecteur interne	51
3.3.1	Performances requises	51
3.3.2	Description	52
3.3.3	Performances établies	54
3.4	La calorimétrie	57
3.4.1	Performances requises	57
3.4.2	Description des calorimètres	58
3.4.3	Performances établies	64
3.5	Le toroïde et le spectromètre à muons	68
3.5.1	Performances requises	68
3.5.2	Description	69
3.5.3	Performances établies	70
3.6	Le déclenchement et l'acquisition des données	71
3.6.1	Le niveau 1 du déclenchement	72
3.6.2	Le niveau 2 du déclenchement	73
3.6.3	Le filtre d'événements	75
4	Calibration du calorimètre hadronique	77
4.1	Précision requise sur les échelles absolues de l'énergie	77

4.1.1	Contraintes pour les jets	78
4.1.2	Contraintes pour les leptons	78
4.2	Stratégie de la calibration du TileCal	79
4.2.1	Système de lecture de la lumière	80
4.2.2	Outils de la calibration	81
4.2.3	Les étapes de la calibration	85
4.3	Les méthodes de calibration in-situ	89
4.3.1	Echelle absolue de l'énergie des hadrons	90
4.3.2	Echelle absolue de l'énergie des jets	92
5	Source de hadrons isolés pour la méthode E/p	97
5.1	Événements de signal	97
5.2	Événements de bruit de fond	98
5.2.1	La QCD	98
5.2.2	Le lepton τ^\pm	99
5.3	Génération et reconstruction des événements	99
5.3.1	Les événements complets	99
5.3.2	Les particules	104
6	Sélection en ligne des événements	107
6.1	Les menus spécifiques	107
6.2	Le menu T20+XE30 du LVL1	108
6.2.1	Déclenchement sur un candidat τ /hadron	108
6.2.2	Déclenchement sur l'énergie transverse manquante	110
6.2.3	Combinaison des déclenchements	110
6.3	Le menu τ 20+xE30 du LVL2	110
6.3.1	Déclenchement sur un candidat τ	111
6.3.2	Déclenchement sur l'énergie transverse manquante	112
6.3.3	Combinaison des déclenchements	112
6.4	Estimation des performances au niveau de l'EF	112
6.4.1	Cadre de l'étude	112
6.4.2	Variation des seuils sur les quantités $p_T(\tau\text{-jet})$ et E_T^{miss}	114
6.4.3	L' isolation de \vec{p}_T^{miss} comme critère supplémentaire	116

7 Réjection des bruits de fond multi traces	123
7.1 Principe et cadre de travail	123
7.2 Présélection des événements	124
7.2.1 Présélection lâche	124
7.2.2 Présélection dure	125
7.3 Sélection des jets pour la calibration en E/p	127
7.3.1 Sélection des jets de τ^\pm	127
7.3.2 Sélection d'une trace isolée	129
7.3.3 Sélection d'un jet fin	133
7.4 Performances de la sélection	135
7.4.1 Point sur le déroulement de la sélection	135
7.4.2 Revue des événements sélectionnés	135
7.5 Décalage en E/p	138
7.5.1 Biais évalués	139
7.5.2 Taux de réjection ultérieur	139
8 Séparation π^\pm/ρ^\pm	143
8.1 Principe et cadre de travail	143
8.2 Lots caractéristiques	145
8.2.1 Caractérisation du lot simple	145
8.2.2 Caractérisation du lot détaillé	146
8.3 Traitement des candidats	148
8.3.1 La classe des MIP	148
8.3.2 La classe des pertes catastrophiques	148
8.3.3 La classe intermédiaire	150
8.4 Performances de la séparation $\pi^+/\pi^+\pi^0$	152
8.4.1 Résumé de la sélection	152
8.4.2 Décalage en E/p induit par les ρ^+	154
8.5 Empilement des événements de biais minimum	155
8.5.1 Efficacité de sélection	155
8.5.2 Décalage en E/p additionnel	156
8.6 Biais final sur la mesure du rapport E/p	157

9 Conclusions et perspectives	159
9.1 Résultats établis	159
9.2 Etudes ultérieures	161
Remerciements	171

Introduction

Le détecteur ATLAS équipera le futur collisionneur du CERN (le Large Hadron Collider). Son principal but est d'apporter une réponse à la question de l'origine de la brisure de symétrie électrofaible du Modèle Standard de la physique des particules par la mise en évidence du boson de Higgs. Par ailleurs, la collaboration ATLAS poursuit un vaste programme de physique qui s'étend des mesures de précision à l'observation de particules de modèles plus fondamentaux que le Modèle Standard, tel que la supersymétrie.

La précision de la mesure de la masse de particules standard (comme le boson W ou le quark top) ainsi que celles de nouvelles particules (comme les gluinos des modèles supersymétriques) dépend fortement de notre connaissance des échelles absolues de l'énergie et de l'impulsion. Les buts physiques de la collaboration ATLAS impliquent des contraintes fortes sur la connaissance de ces échelles. Dans le cas des amas calorimétriques hadroniques, il serait désirable d'avoir la même précision que pour les photons ou les électrons ($\sim 0.1\%$) mais les incertitudes sur les mesures expérimentales dûes notamment à la fragmentation et à l'hadronisation du parton initial limitent cette connaissance à une précision dont la valeur (extrapolée des résultats des expériences auprès du TeVatron) est estimée à $\sim 1\%$.

Au démarrage du LHC, l'échelle absolue de l'énergie des jets sera connue avec une précision de 5-10% grâce à la calibration de modules du calorimètre (en faisceaux) et aux simulations Monté-Carlo. La stratégie globale envisagée pour contraindre cette précision à 1% s'appuie sur diverses méthodes. La méthode de calibration E/p , basée sur la détection et la mesure de hadrons chargés et isolés (issus de la désintégration d'un lepton τ^\pm en l'occurrence), sera utilisée pour déterminer l'échelle absolue de l'énergie des hadrons chargés. Celle-ci établie une échelle absolue ayant pour référence le détecteur de traces dont l'échelle absolue de l'impulsion sera initialement connue avec une précision de $\sim 0.5\%$. Elle permettra notamment de faire une inter-calibration de sous-ensembles calorimétriques de différentes technologies et d'ajuster les simulations Monté Carlo. En ce qui concerne l'établissement de l'échelle absolue de l'énergie des jets hadroniques, les méthodes actuellement à l'étude sont : la reconstruction de la masse du boson W et la balance Z/jet . L'extension aux régions dont l'énergie n'est pas couverte par les événements physiques sera effectuée avec des simulations Monté-Carlo.

Le sujet de cette thèse porte sur la calibration *in-situ* du calorimètre hadronique du détecteur ATLAS par la méthode E/p . Le présent manuscrit est organisé de la façon suivante :

Cadre physique général (chapitres 1 & 2) Le premier chapitre décrit brièvement le cadre théorique et les arguments qui ont motivés la construction du futur collisionneur LHC au CERN. Ses caractéristiques principales sont données. Le chapitre suivant présente la physique accessible au LHC dans son régime de fonctionnement proton-proton. Après l'examen de l'environnement physique dans lequel la calibration *in-situ* en E/p sera exécutée, les difficultés particulières liées à l'extraction d'un lepton τ^\pm dans ses modes de désintégration hadroniques sont relevées.

Appareillage et calibration des calorimètres (chapitres 3 & 4) Le troisième chapitre présente le détecteur ATLAS. Une brève revue des contraintes physiques et environnementales qui ont guidées sa conception introduit la description de l'appareillage. Ce chapitre est complété par la présentation du système de déclenchement. Le chapitre suivant donne une vue de la stratégie globale de calibration du calorimètre hadronique du détecteur ATLAS (depuis sa fabrication jusqu'aux prises de données) en s'appuyant sur l'exemple du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes. Le dernier point présente les méthodes de calibration *in-situ* utilisant des événements physiques. Le principe de la méthode E/p est alors détaillé.

Méthode de calibration E/p (chapitres 5 à 8) Cet ensemble traite l'étude de faisabilité de la méthode E/p . Le chapitre cinq expose la méthodologie adoptée en qualifiant les événements de signal et de bruit de fond. Le sixième chapitre a pour objectif de s'assurer que les événements de signal seront sélectionnés par le système de déclenchement. Les menus élaborés aux premiers niveaux sont détaillés. Puis, la possibilité de déclencher sur les événements de signal au dernier niveau est investiguée. Elle achève ce chapitre. La sélection des événements, outre le déclenchement, est organisée en deux étapes. La première concerne la réjection du bruit de fond QCD. Elle est basée sur des critères d'isolation du π^\pm candidat pour la calibration. Elle fait l'objet du chapitre sept. A l'issue de cette sélection, la précision de la calibration en E/p souffre de la présence de π^\pm accompagnés d'énergie neutre (π^0). La séparation $\pi^\pm/\pi^\pm\pi^0$ est examinée dans le chapitre huit. Elle consiste à appliquer des critères élaborés sur le développement de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique. La précision achevée sur la calibration en E/p au terme de l'analyse est alors déterminée.

Conclusions et perspectives (chapitre 9) Les conclusions déduites de l'ensemble de l'étude présentée sont rappelées. Les perspectives de la méthode de calibration E/p sont finalement discutées.

Chapitre 1

L'échelle du TeV

La question sous-jacente de ce chapitre est celle de l'existence même d'un projet de collisionneur tel que le futur collisionneur du CERN, le Large Hadron Collider, qui atteindra une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Après une brève revue du Modèle Standard de la physique des particules, ses succès et ses insuffisances sont abordés. Par la suite, les arguments qui étayaient l'émergence d'une nouvelle physique, plus fondamentale, à des énergies de l'ordre du TeV sont mis en exergue. Finalement les moyens mis en oeuvre par le CERN, en terme de collisionneur, pour explorer cette échelle d'énergie sont exposés.

1.1 L'échelle électrofaible

Notre connaissance actuelle des constituants fondamentaux de la matière est décrite dans un cadre simple. Toute la matière apparaît comme composée de particules élémentaires de spin 1/2, les fermions (*cf.* table 1.1). Trois interactions fondamentales régissent les constituants élémentaires de la matière : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Comme la gravitation est une interaction négligeable aux échelles d'énergie considérées ci-après, celle-ci n'est pas décrite. Ces interactions sont portées par des bosons de jauge de spin 1 (*cf.* table 1.2). L'ensemble de ces interactions est décrit par des théories de jauge qui constituent le Modèle Standard de la physique des particules.

1.1.1 Le modèle standard minimal

Le modèle standard est basé sur l'invariance du groupe de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, où $SU(3)_c$ désigne le groupe de l'interaction forte, $SU(2)_L$ est le groupe d'isospin faible et $U(1)_Y$ celui de l'hypercharge faible. Les produits directs indiquent que les interactions ne sont pas unifiées. Toutefois, le groupe de symétrie des interactions

électromagnétiques est un sous-groupe de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, d'où sa dénomination de groupe électrofaible.

Les fermions

Les fermions considérés comme élémentaire sont les leptons et les quarks. L'observation des désintégrations faibles a amené à classer les fermions en trois familles (ou générations). Elles ne se distinguent que par leur masse. Le modèle standard étant chiral (violation de la parité dans les interactions faibles), il distingue les doublets de fermions de chiralité gauche (doublets d'isospin faible de $SU(2)_L$) et les singlets de fermions de chiralité droite (singlets de $SU(2)_L$).

Fermions	Multiplets de $SU(2)_L$	Nombres quantiques
Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	(1,2,-1)
	e^-_R	(1,1,-2)
Quarks	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	
	μ^-_R	
	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	
	τ^-_R	
	$\begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L$	(3,2, 1/3)
	u^i_R	(3,1, 4/3)
d^i_R	(3,1,-2/3)	
	$\begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L$	
	c^i_R	
	$\begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L$	
	t^i_R	
	b^i_R	

TAB. 1.1 – *Classification des particules de matière et leurs nombres quantiques sous $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'indice i représente la couleur ($1 \leq i \leq 3$).*

Chaque quark apparaît sous trois variétés, appelées couleurs. La couleur est le nombre quantique qui distingue les quarks des leptons. Puisque les leptons ne sont pas sensibles à l'interaction forte, la couleur a été interprétée comme la charge de l'interaction forte.

La chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (QCD) décrit les interactions fortes [1]. Elle est basée sur la symétrie locale de jauge du groupe $SU(3)_c$. Les interactions fortes sont donc portées par un octet de couleur de $SU(3)_c$. La symétrie de jauge est exacte. Ainsi, les bosons médiateurs de l'interaction forte, les gluons, sont sans masse.

Par ailleurs, la QCD est une théorie de jauge non-abélienne. Les vecteurs de l'interaction forte sont donc dotés d'une charge de couleur. Par conséquent, les gluons ont la propriété particulière d'interagir entre eux. Ceci explique que la constante de

couplage diminue à de petites distances (c'est la liberté asymptotique[2]) et augmente pour de grandes distances (phénomène de confinement des quarks et des gluons au sein des hadrons dont la charge de couleur est nulle).

Bosons de jauge		Nombres quantiques	Groupe de jauge
Gluons	G_a^μ	(8,1,0)	$SU(3)_c$
Bosons faibles	W_i^μ	(1,3,0)	$SU(2)_L$
Boson abélien	B^μ	(1,1,0)	$U(1)_Y$

TAB. 1.2 – *Vecteurs des interactions dans le modèle standard. Les indices a et i représentent respectivement le nombre de gluons ($1 \leq a \leq 8$) et le nombre de bosons intermédiaires faibles ($1 \leq i \leq 3$).*

L'unification électrofaible

En 1961, Glashow propose d'unifier les forces faible et électromagnétique dans le cadre de la symétrie locale de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (les groupes d'isospin et d'hypercharge faible) [3]. Ce groupe décrit une théorie invariante locale de jauge non abélienne. Celle-ci donne naissance à trois bosons de jauge W_i^μ qui se couplent aux courants formés à partir des trois générateurs de $SU(2)_L$ et à un boson de jauge B^μ associé au courant formé à partir de $U(1)_Y$. Un problème majeur résulte de cette tentative : le caractère exacte de la symétrie électrofaible implique des masses nulles pour les bosons vectoriels. Or, la courte portée de l'interaction faible ($\sim 10^{-18}$ m) implique des bosons vecteurs massifs.

Par ailleurs, la chiralité interdit l'introduction directe de termes de masse sous la forme $L = m(\psi_L^\dagger \psi_R + \psi_R^\dagger \psi_L)$ pour les fermions. Il a donc fallu introduire un mécanisme capable d'allouer une masse aux bosons vecteurs de l'interaction faible tout en laissant le photon sans masse. Cette procédure a été réalisée au travers du mécanisme de Higgs [4], qui, placé dans le cadre de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ a permis à Glashow, Weinberg et Salam (1967) de proposer le Modèle Standard Minimal (MSM). Dans ce modèle est prédit l'existence d'un boson supplémentaire : le boson de Higgs.

L'origine des masses

Dans le cadre du modèle standard minimal un unique doublet de $SU(2)_L$ de champs scalaires complexes est adjoint au lagrangien. Le lagrangien qui décrit l'évolution de ce champ s'exprime en fonction du terme de potentiel $V(\phi)$ dont la forme est la plus générale pour être à la fois renormalisable et invariant sous les transformations du

groupe considéré (cf. relation 1.1). Les paramètres λ et μ sont libres.

$$L = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - \underbrace{(\mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi \phi^*)^2)}_{V(\phi)} \quad \text{où } \lambda > 0 \quad (1.1)$$

Si μ^2 est positif, le potentiel a un minimum trivial. Si μ^2 est négatif (voir Fig. 1.1), le potentiel a une infinité d'états fondamentaux de même valeur non nuls. Le lagrangien est alors invariant alors que le vide ne l'est pas. C'est le phénomène de brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La valeur au minimum de potentiel est :

$$\langle 0|\phi|0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{où } v = \sqrt{-\mu^2/\lambda} \quad (1.2)$$

Les nombres quantiques du vide ont été choisis de telle sorte que la charge électrique du vide soit nulle. La symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est ainsi réduite à $U(1)_{em}$.

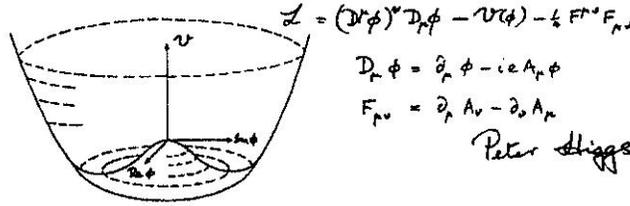


FIG. 1.1 – Potentiel scalaire dans le cas où μ^2 est négatif.

Les champs physiques associés aux bosons vecteurs états propres de masse (Z^0 , W^\pm et γ) sont des combinaisons linéaires entre les champs de jauge W_i^μ et B^μ de masses nulles. Les termes de masse des bosons faibles apparaissent explicitement dans le terme d'énergie cinétique du lagrangien. Ils dépendent des constantes de couplage d'isospin faible et d'hypercharge faible ainsi que de la valeur de v . Le photon ne se couplant pas au champ de Higgs, sa masse demeure nulle. Les bosons Z^0 et W^\pm absorbent trois des quatre degrés de liberté du champ ϕ initial, leur attribuant une composante de polarisation longitudinale et par conséquent une masse. Le quatrième degré de liberté correspond à l'apparition d'un nouveau boson neutre et de spin nul : le boson de Higgs, noté H^0 .

La masse du boson de Higgs dépend du paramètre libre λ (cf. relation 1.3). Elle n'est donc pas prédite pas le modèle standard minimal.

$$m_{H^0} = v\sqrt{2\lambda} = \sqrt{-2\mu^2} \quad (1.3)$$

Par contre la valeur de v a été déterminée expérimentalement par la mesure de la constante de Fermi : $v \simeq 246$ GeV. Cette valeur fixe l'échelle d'énergie à laquelle la symétrie de jauge est spontanément brisée, ainsi que l'ordre de grandeur des masses des bosons.

En ce qui concerne les champs de matière, ceux-ci acquièrent une masse au travers des paramètres de Yukawa f telle que : $m_f = f \times v/\sqrt{2}$. Les paramètres de Yukawa sont au nombre de neuf (les neutrinos demeurant sans masse) et ils sont libres.

Ainsi, en introduisant un doublet de champs scalaires et des termes de Yukawa dans le lagrangien, le mécanisme de Higgs permet de doter les bosons et les fermions d'une masse et conduit à la prédiction de l'existence d'une nouvelle particule observable : le boson de Higgs. Malgré l'intérêt de cette procédure, les couplages de Yukawa ainsi que la valeur de v demeurent libres.

1.1.2 Succès et insuffisances du modèle standard

Le modèle standard a été testé de façon intensive aux échelles d'énergie les plus grandes (~ 200 GeV) et aux échelles de distances les plus petites ($\sim 10^{-18}$ m) pouvant être atteintes par les expériences. Celui-ci n'a jusqu'à présent jamais été mis en défaut et, depuis sa proposition, il connaît de nombreuses vérifications expérimentales. Notons particulièrement la mise en évidence des courants neutres (chambres à bulle Gargamelle) au CERN en 1973 [5], puis celle des bosons vecteurs de l'interaction électrofaible au Sp \bar{p} S en 1983 [6] ainsi que les excellents résultats des tests du modèle standard effectués auprès du collisionneur LEP depuis 1989 [7], ou bien la découverte du quark top auprès du TeVatron [8] et, plus récemment, l'observation du neutrino τ [9].

Mais celui-ci ne donne pas une réponse à toutes les questions posées. Sans être exhaustif, il est intéressant de mettre en exergue quelques insuffisances du modèle standard minimal.

- Le problème le plus structurel est celui du secteur scalaire de la théorie électrofaible. En effet, la brisure spontanée de la symétrie électrofaible est introduite de façon *ad hoc* et son origine demeure obscure.
- Le nombre élevé de paramètres arbitraires (19) est un obstacle majeur. Il comprend notamment les trois constantes de couplage des interactions forte et électrofaible, les neuf couplages de Yukawa, les deux paramètres du secteur scalaire.
- L'origine du regroupement des fermions en trois familles est purement expérimentale. Le modèle standard n'explique ni l'origine d'une telle structure, ni le nombre de générations.
- Le grand nombre de particules considérées comme élémentaires, ainsi que la disparité entre leur masse ne sont pas expliqués par le modèle standard.
- Le groupe de symétrie du modèle standard est $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Seul le produit direct de ces trois groupes est considéré. Ainsi, aucune unification entre ces différentes interactions n'est décrite. En particulier, il n'existe aucune relation théorique entre les trois constantes de couplage.

Le Modèle Standard de la physique des particules pourrait ainsi être une théorie effective valable à l'échelle d'énergie électrofaible.

1.2 L'importance de l'échelle du TEV

Après un succinct exposé de divers arguments en faveur de l'émergence d'une nouvelle physique à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV, les principales théories tentant d'apporter une solution au problème de la masse du boson de Higgs sont abordées. La supersymétrie, favorisée par les données expérimentales actuelles, est plus longuement introduite. Finalement, le potentiel de découverte offert par l'exploration de cette échelle d'énergie clôt cette section.

1.2.1 Le domaine de validité du modèle standard

Outre les questions irrésolues du modèle standard minimal, plusieurs arguments sont en faveur de l'existence d'une théorie "au-delà" du modèle standard. Son émergence serait attendue à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV.

Trivialité du couplage en $\lambda\phi^4$

La constante de couplage quadri-linéaire du potentiel de Higgs dépend de l'échelle d'énergie, augmentant avec elle. Une équation du groupe de renormalisation donne l'extrapolation de cette quantité et montre ainsi que $\lambda^2(Q^2)$ admet un pôle de Landau en $Q = \Lambda_L$. Cette valeur est interprétée comme une limite supérieure de validité du modèle standard. La seule valeur de λ à l'échelle de Λ pour laquelle l'équation ait un sens est $\lambda = 0$ (d'où l'expression "trivialité du couplage en $\lambda\phi^4$ "). Celle-ci n'est valable que pour des échelles d'énergie telle que $Q < \Lambda_L$. Cet argument suggère donc une nouvelle physique au-delà de Λ_L .

Unitarité de la théorie

Dans le cadre du modèle standard, les amplitudes de diffusions élastiques de bosons gauches divergent. L'unitarité de la théorie n'est donc pas valide. En introduisant le boson de Higgs dans les calculs de l'amplitude de diffusions élastiques des processus $W_L^+ W_L^-$, les divergences sont annulées. Mais la contrainte d'unitarité montrent que cette approche n'est valide que si la masse du boson de Higgs est contrainte : $m_H \leq 4v$.

Cette valeur (~ 1 TeV) fixe ainsi l'échelle d'énergie à laquelle une nouvelle physique devrait émerger. En effet, si le boson de Higgs n'existe pas, un nouveau phénomène doit lui être substitué afin de conserver l'unitarité.

Non-naturalité de la masse du boson de Higgs

Ce phénomène est lié aux corrections radiatives sur la masse du boson de Higgs. En effet, ces corrections sont indépendantes de la masse nue, ce qui n'est pas "natu-

rel". Celles-ci divergent quadratiquement avec l'énergie tout en étant renormalisable. Par contre, les corrections apportées à la masse des fermions sont proportionnelles à leur masse nue et divergent selon une loi logarithmique (et sont donc renormalisables). Ainsi, les tentatives d'extension de la validité du modèle standard à une échelle d'énergie Λ entraînent la masse du boson de Higgs vers cette échelle d'énergie. Les limites de la masse du boson de Higgs sont alors repoussées au-delà de la limite d'unitarité (de l'ordre de 1 TeV) sacrifiant la renormalisabilité de la théorie. C'est le problème de hiérarchie des brisures de symétrie.

Contraintes sur la masse du boson de Higgs du MSM

L'argument d'unitarité de la théorie fixe naturellement une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs du modèle standard à 1 TeV. Par ailleurs, la valeur Λ_L qui limite le domaine de validité du modèle standard contraint de façon plus forte cette limite supérieure. Si cette échelle d'énergie est choisie comme étant l'échelle de Planck (10^{19} GeV), m_{H^0} ne devrait pas excéder 150 GeV. Si cette échelle est moindre (de l'ordre du TeV), la limite supérieure sur la masse du boson de Higgs est repoussée à 800 GeV.

1.2.2 Les modèles proposés

Deux grandes voies sont envisagées afin de résoudre le problème de la masse du boson de Higgs : les modèles composites selon lesquels le boson de Higgs serait une particule possédant une sous-structure et les modèles basés sur des symétries supplémentaires.

Les modèles composites qui tentent de résoudre le problème du secteur scalaire du modèle standard sont variés. Citons pour exemple les condensats $t\bar{t}$ [10] pour lesquels le boson de Higgs est remplacé par un état lié $t\bar{t}$ dont la valeur moyenne dans le vide est non nulle brise la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ou bien la technicouleur [11] où la brisure de la symétrie électrofaible est provoquée par des paires fermions-antifermions qui viennent étendre le spectre des fermions du modèle standard. Les nombreuses mesures de précision électrofaible effectuées jusqu'à présent se portent en la défaveur de ces modèles.

La seconde voie repose sur le postulat de l'existence de nouvelles symétries. La supersymétrie (SUSY) est une nouvelle symétrie entre les champs fermioniques et les champs bosoniques [12]. Ses générateurs Q changent la valeur du spin S de leur opérande d'une demi unité.

$$Q|S\rangle = |S \pm 1/2\rangle \quad (1.4)$$

Dans ce cadre, les divergences quadratiques liées à la masse du boson de Higgs sont compensées par des corrections de signes opposés provenant des éléments supplémentaires du spectre offert par la supersymétrie. Outre cet aspect fondamental

des théories supersymétriques, les prédictions de la SUSY sont compatibles avec les contraintes expérimentales actuelles.

1.2.3 La supersymétrie et son modèle minimal

Dans le spectre des particules du modèle standard, le nombre de degrés de liberté fermioniques est beaucoup plus élevé que le nombre de degré bosoniques. Ceci signifie que la supersymétrie n'est pas une symétrie du modèle standard. Une extension supersymétrique du modèle standard associant à chaque particule standard un partenaire supersymétrique a été développée.

Les motivations quant à la supersymétrie sont fortes. Celle-ci permet de construire une théorie quantique de la gravitation et des versions des théories grandes unifiées compatibles avec les données expérimentales (temps de vie du proton, convergence des trois constantes de couplage des interactions électrofaible et forte, mesure de $\sin^2\theta_W$). De surcroît, dans les corrections quantiques les boucles de fermions et de bosons sont de signes opposés. Ainsi, toute boucle impliquant une particule est parfaitement compensée par son superpartenaire tant que SUSY reste une symétrie exacte. C'est le théorème de la non-renormalisation.

Echelle d'émergence de la SUSY

En appliquant ce théorème aux corrections radiatives sur la masse du boson de Higgs le problème des hiérarchies peut être résolu [13]. En effet, dans les cas où SUSY n'est pas brisée, la masse des particules m_B (m_F) et de leurs partenaires m_F (m_B) sont identiques. Les corrections sur m_H à l'échelle d'énergie Λ , qui sont fonction des masses des particules et de la constante de couplage g_2 des interactions faibles, sont alors nulles :

$$\delta m_H^2 = \mathcal{O}(g_2^2/16\pi^2)[(\Lambda^2 + m_B^2) - (\Lambda^2 + m_F^2)] \quad (1.5)$$

Par contre, aux échelles d'énergie où SUSY est brisée, sous la contrainte que les corrections sur la masse du boson de Higgs demeurent à l'échelle électrofaible $\mathcal{O}(m_W^2)$, les masses du spectre de la SUSY obéissent à la relation :

$$|m_B - m_F| \leq \mathcal{O}(1 \text{ TeV}) \quad (1.6)$$

Puisqu'aucune particule supersymétrique n'a encore été mise en évidence, leurs masses sont supposées être plus grandes que celles des particules standards. Par conséquent, la symétrie est brisée aux échelles d'énergie actuellement accessibles (ce mécanisme de brisure demeure inconnu).

Cette énergie fixe donc l'échelle d'énergie pour la recherche des particules supersymétriques. Cette contrainte, présente pour toutes les théories supersymétriques, est une forte motivation pour l'exploration de l'échelle du TeV.

Le secteur de Higgs du MSSM

Parmi les nombreuses extensions supersymétriques du modèle standard, le Modèle Standard Supersymétrique Minimal [14] (MSSM) est le plus simple, dans le sens où il comporte un unique générateur de supersymétrie Q , un nombre minimum de nouvelles particules et a le même groupe de jauge que le modèle standard. Le MSSM sans hypothèse de physique n'est pas prédictif car il comporte une centaine de paramètres libres. Ce nombre peut être sensiblement réduit, notamment sous l'hypothèse de grande unification, permettant de le confronter à l'expérience.

Dans le MSSM sont introduits deux doublets de champs scalaires complexes ϕ_1 et ϕ_2 d'hypercharge opposées. Lors de la brisure de la symétrie électrofaible chacun des doublets acquiert une valeur moyenne dans le vide non nulle (v_1 et v_2). La valeur de la quantité $\sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ est égalisée à la valeur moyenne dans le vide v du modèle standard minimal.

Le nombre de bosons de Higgs du MSSM est donné, comme dans le cas du modèle standard minimal, par le nombre de degrés de liberté après la brisure de la symétrie. Les bosons Z^0 et W^\pm absorbent trois des huit degrés de liberté offerts par les deux doublets (leur prodiguant une composante longitudinale, *i.e.* une masse). Il reste donc cinq degrés de liberté correspondant aux cinq bosons de Higgs du MSSM. Parmi eux, trois sont neutres (les deux scalaires h^0 et H^0 , et le pseudo-scalaire A^0) et deux sont chargés électriquement (H^+ et H^-).

A l'ordre de l'arbre, le secteur de Higgs du MSSM dépend de deux paramètres. Ceux-ci sont habituellement choisis comme étant $\tan\beta$ (défini comme le rapport des deux valeurs moyenne dans le vide v_1 et v_2) et la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire A^0 . A l'ordre de l'arbre des relations établissent une hiérarchie entre les masses des cinq bosons de Higgs et des bosons W^\pm et Z^0 . La plus remarquable de ces inégalités montre que le boson h^0 (par définition identifié tel que $m_{h^0} \leq m_{H^0}$) est plus léger que le boson Z^0 :

$$m_{h^0}^{tree} \leq m_{Z^0} \times |\cos(2\beta)| \quad (1.7)$$

Mais cette indication n'est pas réaliste sans prendre en compte les corrections radiatives. Celles-ci sont majoritairement dûes aux boucles de top et de son partenaire supersymétrique. Elles repoussent la limite supérieure sur la masse du h^0 à 150 GeV [15].

1.2.4 Potentiel de découverte à l'échelle du TeV

Plusieurs arguments étayent l'émergence d'une nouvelle physique à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV. L'exploration de l'échelle du TeV est donc une voie ouverte à la découverte.

En ce qui concerne la brisure de symétrie électrofaible, la recherche des bosons de Higgs est une forte motivation. En particulier, la mise en évidence du boson de Higgs léger du MSSM attesterait la validité du mécanisme de Higgs. Par ailleurs la mise en évidence de particules supersymétriques attesterait la validité de tels modèles.

1.3 L'exploration de l'échelle du TeV au CERN

L'importance de l'exploration de l'échelle du TeV dans le but d'étendre nos connaissances actuelles est étayée par des arguments forts. Le CERN a donc approuvé la construction d'un futur collisionneur atteignant une telle énergie : le Large Hadron Collider [16] (LHC). Celui-ci a été conçu de telle sorte qu'il donne accès à une large gamme d'énergie couvrant la production des particules standards comme celle des particules extra-standards. Ce paragraphe expose les caractéristiques principales du collisionneur et le chapitre 2 est consacré à la physique accessible au LHC.

1.3.1 Les modes de fonctionnement du collisionneur

Le LHC a été conçu pour permettre plusieurs types d'expérience. Son mode principal de fonctionnement sera en collisionneur proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s}=14$ TeV et une luminosité instantanée $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dans les premières années de fonctionnement du LHC, il est toutefois prévu une phase de basse luminosité ($\mathcal{L} = 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) avec la même énergie dans le centre de masse. Le LHC pourra également délivrer des faisceaux d'ions lourds (Pb-Pb) à $\sqrt{s}=1312$ TeV et $\mathcal{L} = 1,8 \times 10^{27} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. L'énergie par nucléon dans le centre de masse du processus pourra atteindre 5.5 TeV. Ces conditions extrêmes jamais atteintes pourraient à nouveau permettre la création d'un plasma de quark et de gluons.

1.3.2 Les caractéristiques du collisionneur

Le choix d'un mode de fonctionnement du LHC en collisionneur proton-proton à haute luminosité a été imposé par des contraintes d'ordre physique et technologique. Les paramètres principaux du collisionneur sont présentés dans la table 1.3.

L'énergie

L'impulsion p des faisceaux dépend de l'intensité B du champ magnétique des dipôles qui servira à la courbure des faisceaux et du rayon ρ de l'anneau selon la relation :

$$p \text{ (TeV)} = 0.3B\rho \text{ (Teslas} \times \text{km)} \quad (1.8)$$

Or, le LHC sera construit dans le tunnel du collisionneur LEP (Large Electron Positron) dont le rayon est : $\rho \simeq 4.3$ km. Par conséquent, l'impulsion des faisceaux ne sera limitée que par l'intensité B du champ magnétique des dipôles. Les 1200 dipôles supra-conducteurs qui équiperont l'anneau ont été conçus pour délivrer un champ magnétique de 8.4 Teslas. Ceux-ci permettent donc de courber un faisceau de 8.1 TeV au maximum.

La luminosité

Le taux d'événements attendu T dépend de la section efficace σ du processus et de la luminosité : $T = \sigma \times \mathcal{L}$. Or, la section efficace d'une collision parton-parton décroît comme $1/\hat{s}$, où $\sqrt{\hat{s}}$ représente l'énergie effective dans le centre de masse du système partonique. Cette décroissance peut être compensée par une augmentation de la luminosité du collisionneur. La grande luminosité du LHC sera atteinte grâce à un grand nombre de paquets de protons par faisceau (*cf.* table 1.3).

Paramètre du collisionneur	
Circonférence	26.659 km
Champ magnétique dipolaire	8.4 Teslas
Luminosité instantanée (max.)	10^{34} cm ⁻² s ⁻¹
Energie par faisceau	7 TeV
Durée de vie du faisceau	22 heures
Durée de vie de la luminosité	10 heures
Fréquence de croisement	40 MHz
Angle de croisement	200 μ rad
Nombre de paquets/faisceau	2835
Nombre de protons/paquet	10^{11}
Extension de la zone d'interaction	
σ_x, σ_y	16 μ m
σ_z	5.4 cm

TAB. 1.3 – *Caractéristiques principales du collisionneur LHC.*

Le mode proton-proton

La puissance du rayonnement synchrotron à une énergie donnée est inversement proportionnelle à la puissance quatrième de la masse de la particule accélérée. Ce phénomène est donc beaucoup moins contraignant dans le cas d'un collisionneur proton-proton que dans celui d'un collisionneur électron-positon. Si un tel collisionneur (tel qu'il pourrait être imaginé par l'augmentation de l'énergie du LEP) d'énergie comparable était envisagé, les pertes d'énergie des faisceaux par rayonnement synchrotron seraient prohibitives.

Par ailleurs, les processus durs mettent en jeu les partons constituant du proton. Ceux-ci emportent une fraction variable de l'énergie des hadrons incidents (voir paragraphe 2.1). Ainsi, un mode de collision proton-(anti)proton permet de couvrir une large gamme d'énergie (s'étendant de quelques GeV à quelques TeV), favorable à la recherche de nouveaux phénomènes. De nombreux modèles théoriques prédisent en effet leur émergence à des énergies de l'ordre de l'échelle du TeV sans fournir aucune précision quant au seuil de production des nouvelles particules.

La luminosité a imposé le mode proton-proton (pp) et non le mode $p\bar{p}$ tel qu'au TeVatron (au Fermilab). En effet, la luminosité envisagée ne peut être satisfaite par l'intensité des sources d'anti-protons disponibles.

En outre, à l'énergie du LHC, les processus de production via des interactions gluon-gluon sont plus abondants que ceux mettant en jeu des quarks (*cf.* paragraphe 2.1.3). Par exemple la production du boson de Higgs du Modèle Standard minimal est dominée par le processus $gg \rightarrow H^0$ sur toute la plage de masse accessible (ce qui n'est pas le cas auprès du TeVatron). Cette propriété physique représente un argument supplémentaire pour le mode de fonctionnement en collisionneur proton-proton.

La chaîne d'injection

Le LHC s'inscrit dans la continuité des accélérateurs du CERN, bénéficiant des infrastructures pré-existantes (représentées sur la figure 1.2). Il s'agit de l'accélérateur linéaire LINAC (accélérant les protons jusqu'à 50 MeV), du booster (1 GeV), du Proton Synchrotron (26 GeV) et enfin du Super Proton Synchrotron (450 GeV) depuis lequel les protons seront injectés dans le LHC.

1.3.3 Les expériences

Quatre expériences, qui ont données leurs noms à quatre détecteurs, auront lieu auprès du LHC. LHCb [17] est dédiée à la physique du hadron B et à la violation de l'invariance CP. ALICE [18] est consacrée à la recherche du plasma de quarks et de gluons. Cette dernière fonctionnera en mode ion-ion et aura ainsi accès à de hautes densités et énergies. ATLAS [19] et CMS [20] sont des expériences à caractère général orientées vers la physique en mode de collisions proton-proton. Leur programme de physique s'étend des mesures de précision à la mise en évidence de nouveaux phénomènes. Celui-ci est développé dans le chapitre suivant.

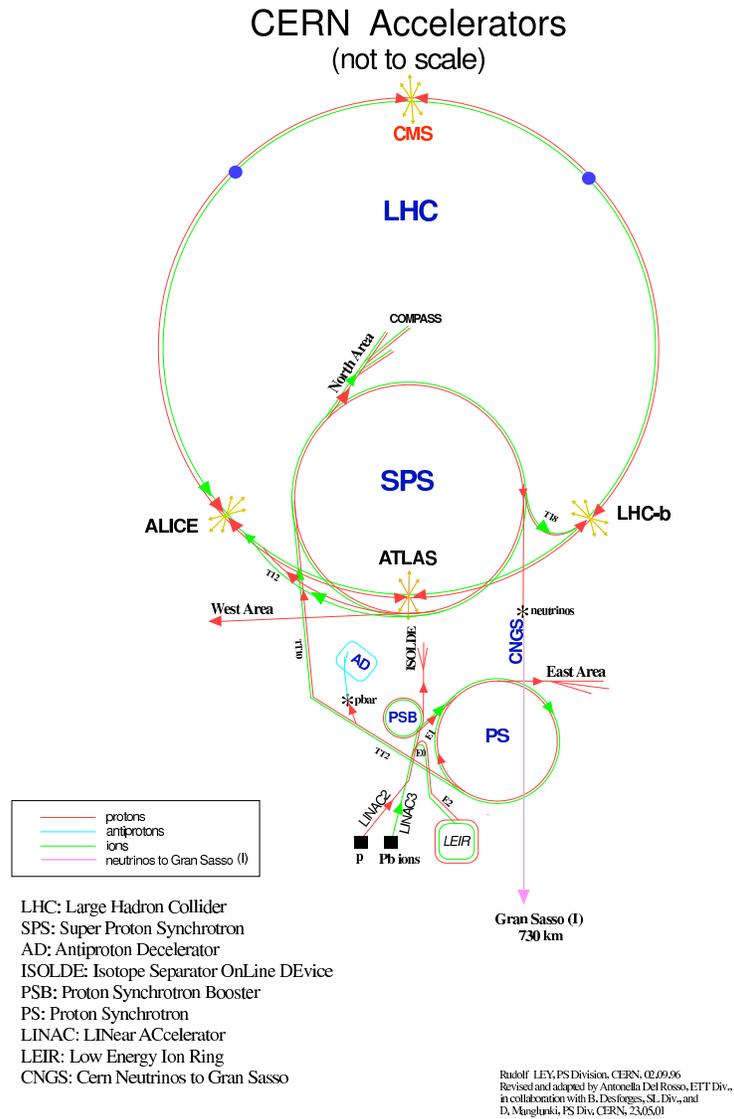


FIG. 1.2 – Chaîne d'injection du LHC.

Chapitre 2

La physique en régime pp au LHC

Ce chapitre est consacré à la physique accessible dans le mode de collision proton-proton du LHC. Dans un premier temps est présentée la phénoménologie des collisions proton-proton. Une attention particulière est apportée aux processus durs, qui sont les seuls intéressants pour le programme de physique envisagé, et aux événements de biais minimum. Par la suite, les taux de production offerts sont abordés. La nature des événements dominants ainsi que leur conséquence majeure en terme de stratégie de recherche de processus rares sont décrites. Le cas particulier du lepton τ est mis en exergue. Le dernier point est consacré à la production des bosons W et Z .

2.1 Phénoménologie des collisions pp

La phénoménologie des collisions proton-proton est complexe. Les divers processus contribuant à la section efficace totale d'interaction proton-proton sont traités. Les fonctions de structure, dont le rôle est essentiel auprès des collisionneurs hadroniques, et les variables cinématiques de description des événements sont présentées.

2.1.1 Section efficace totale et processus mis en jeu

La section efficace totale d'interaction proton-proton au LHC, avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, est estimée à 110 mb (*cf.* Fig. 2.1). Divers processus contribuent à cette valeur. Parmi l'ensemble des processus mis en jeu, deux grandes classes peuvent être distinguées : les processus élastiques et les processus inélastiques. Les processus inélastiques sont les plus fréquents. Leur section efficace totale est estimée à 80 mb [21]. Parmi ces processus, deux sous-classes existent : les processus inélastiques diffractifs et les processus inélastiques non diffractifs (qui ont une plus grande probabilité d'occurrence).

La section efficace totale d'interaction proton-proton peut donc s'écrire comme la

somme (*cf.* relation 2.1) des contributions respectives des processus élastiques, des processus inélastiques diffractifs et les processus inélastiques non-diffractifs. Dans la suite, chacune de ces trois classes de processus est développée.

$$\sigma_{tot}(pp) = \sigma_{el}(pp) + \underbrace{\sigma_{inel\ diff}(pp) + \sigma_{inel\ non-diff}(pp)}_{\sigma_{inel}(pp)} \quad (2.1)$$

Cette section efficace totale d'interaction ne peut pas être calculée (QCD non perturbative). Néanmoins, des paramétrisations basées sur les données prises auprès de collisionneurs sont disponibles (Tevatron, Sp \bar{p} S). Par exemple, le lissage de Donnachie-Landshoff [22] aboutit au résultat :

$$\sigma_{tot}(pp) = 21.70s^{0.0808} + 56.08s^{-0.4525} \quad (2.2)$$

Les processus élastiques

Les processus élastiques ($h_1h_2 \rightarrow h_1h_2$) conduisent à un état final où les deux protons sont diffusés à petit angle. La couverture angulaire des détecteurs généralistes installés auprès du LHC (ATLAS et CMS) n'est pas suffisante pour détecter cet état final. Par contre, le projet TOTEM [23] se propose de mesurer la section efficace totale d'interaction proton-proton et en l'occurrence de détecter les événements élastiques en utilisant la technique des "Roman Pots". Ces détecteurs couvrent des angles de détection au plus proche des faisceaux ($\ll 1^\circ$).

Les processus inélastiques diffractifs

Les événements diffractifs sont issus de la collision à longue distance de deux protons incidents. Ils peuvent être subdivisés en deux classes :

- les processus simplement diffractifs $h_1h_2 \rightarrow h_1X$ (un proton demeure intact et sa trajectoire est proche de celle d'une diffusion élastique) ;
- les processus doublement diffractifs $h_1h_2 \rightarrow XY$ (aucun des deux protons n'est conservé).

Les processus diffractifs sont des phénomènes non-perturbatifs. Ils sont interprétés comme un échange de poméron entre les protons. Ils mettent en jeu de très faible moment de transfert. Les protons passent l'un à travers l'autre et un (ou deux) proton se déchire conduisant à la production d'un groupe de hadrons plus ou moins collimés. Les produits des interactions diffractives sont donc très peu déviés de la trajectoire des faisceaux.

Il existe toutefois des événements diffractifs dans lesquels sont mis en jeu de hauts moments de transferts. Ces processus rares peuvent conduire à la production de particules massives ou d'objets à haut moment transverse[†] via un simple ou un double échange de pomérons ($h_1h_2 \rightarrow h_1h_2 + X$).

[†]L'axe du faisceau définissant la direction longitudinale.

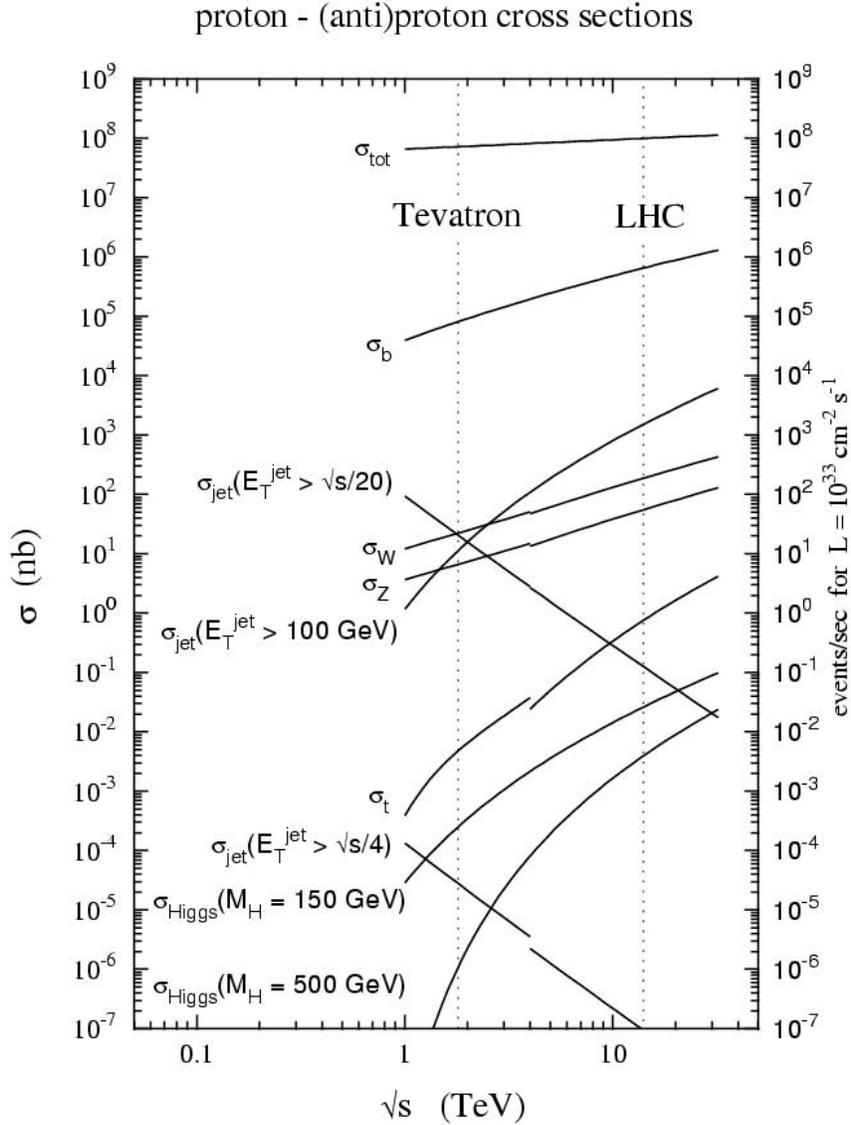


FIG. 2.1 – Section efficace de production et taux d'événements attendus par seconde ($\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} des collisionneurs proton-(anti)proton. Notons particulièrement à $\sqrt{s} = 14$ TeV : $\sigma_b \sim 600 \mu\text{b}$; $\sigma_{\text{jet}} \sim 1.6 \mu\text{b}$ ($E_T^{\text{jet}} > 100 \text{ GeV}$) ; $\sigma_W \sim 180 \text{ nb}$; $\sigma_Z \sim 55 \text{ nb}$; $\sigma_t \sim 900 \mu\text{b}$; $\sigma_H \sim 24 \text{ pb}$ ($m_H = 150 \text{ GeV}$) et $\sigma_H \sim 4 \text{ pb}$ ($m_H = 500 \text{ GeV}$).

Les processus inélastiques non diffractifs

Les événements inélastiques non diffractifs sont issus de l'interaction entre deux partons des protons. Ils peuvent mettre en jeu des moments de transfert faibles (collisions molles) ou bien élevés (collisions dures).

- Si le moment de transfert de l'interaction est faible, les processus mis en jeu sont des processus QCD $qq \rightarrow qq$ (où $q = u, d, c, s, g$). Les particules sont produites avec une basse impulsion transverse, *i.e.* sur l'avant des détecteurs. Ainsi les produits de ces collisions molles vont préférentiellement dans les tubes des faisceaux et la plupart de l'énergie échappe à la détection.
- Par opposition aux collisions molles, les collisions dures mettent en jeu de petites distances et par conséquent des moments de transfert élevés amenant à la production de particules de hautes impulsions transverses (par le biais de processus QCD par exemple) et de particules massives (dont la figure 2.2 donne une illustration). Ces événements sont les seuls intéressants pour la physique. La fréquence d'occurrence de telles collisions est plus faible que le taux total de collisions inélastiques.

La distinction faite entre collisions molles et collisions dures est arbitraire en ce qui concerne la production de partons via des processus QCD (la production de résonance étant écartée). En effet, les processus sont identiques. Seul le moment de transfert mis en jeu diffère. L'impulsion transverse des objets produits forme ainsi un continuum.

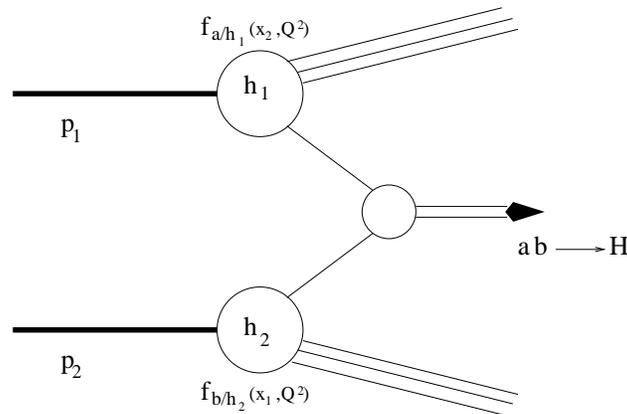


FIG. 2.2 – Représentation schématique d'une collision dure entre les hadrons h_1 et h_2 (d'impulsions respectives p_1 et p_2) conduisant à la production d'une particule massive H via l'interaction partonique $ab \rightarrow H$.

La phénoménologie des collisions hadroniques est plus complexe que celle des collisions électron-positron car le proton n'est pas un objet ponctuel. D'une part, plusieurs paires de partons issus des mêmes protons incidents peuvent interagir. Ce type de phénomène est appelé "interaction multiple". D'autre part, le parton du proton qui interagit laisse derrière lui les restes du proton qui ne sont pas neutres de couleur.

Ceux-ci se reconnectent donc au reste de l'événement. Ces deux phénomènes contribuent à l'activité visible de l'événement. Ils sont appelés "événements sous-jacents". En outre, la grande densité de protons dans les paquets aboutit à des interactions multiples entre les protons lors d'un croisement de paquets. Ce phénomène est analogue à celui des interactions multiples entre les partons (dûe à la grande multiplicité de partons dans le proton) mais en se plaçant à l'échelle du proton.

2.1.2 Processus durs

Le rôle des protons est donc de fournir un flux de partons incidents dont les collisions vont conduire à un processus dur. Puisque les partons incidents (quarks ou gluons) sont porteurs d'une charge de couleur, ces processus sont tous reliés à la QCD. La théorie perturbative est utilisée pour décrire la section efficace d'un processus dur inclusif entre les protons h_1 et h_2 conduisant à la production d'un objet H (bosons vecteurs W ou Z , jets, bosons de Higgs, particules supersymétriques...) :

$$h_1 h_2 \rightarrow H(Q + \{\dots\}) + X \quad (2.3)$$

X réunit les particules non-observées et produites dans la collision. L'échelle Q du processus considéré est fixée par la masse invariante ou l'impulsion transverse de l'objet H , par exemple $Q^2 = M_{DY}^2 = M_W^2$ pour la production d'un boson W par le processus de Drell-Yan. La notation $\{\dots\}$ représente toute autre variable cinématique du processus.

La section efficace d'interaction de deux hadrons incidents h_1 et h_2 , d'impulsion respective p_1 et p_2 , est exprimée en fonction de la section efficace d'interaction parton-parton $d\hat{\sigma}$ par la relation :

$$\begin{aligned} \sigma(p_1 p_2; Q, \{\dots\}) = & \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_{a/h_1}(x_1, Q^2) f_{b/h_2}(x_2, Q^2) \\ & \times \hat{\sigma}_{ab}(x_1 p_1, x_2 p_2; Q, \{\dots\}; \alpha_s(Q)) + \mathcal{O}((\lambda_{QCD}/Q)^p) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Les indices a et b représentent la saveur du parton ($g, u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots$). La relation 2.4 est une convolution de la section efficace partonique $\hat{\sigma}_{ab}$ et des fonctions de structure respectives des hadrons incidents, $f_{a/h_1}(x_1, Q^2)$ et $f_{b/h_2}(x_2, Q^2)$. Ces dernières représentent la probabilité qu'un parton a (b) emporte la fraction d'impulsion x_1 (x_2) du hadron initial h_1 (h_2). Le terme $\mathcal{O}((\lambda_{QCD}/Q)^p)$ représente de façon générique les contributions d'effets non-perturbatifs tels que l'hadronisation, les interactions multiples ou bien les collisions molles par exemple. La connaissance des fonctions de structure du proton est donc importante pour la prédiction des processus physiques au LHC.

La section efficace partonique $\hat{\sigma}_{ab}$ est exprimée comme une série en puissance de la

constante de couplage α_S :

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{ab}(p_1, p_2; Q, \{\dots\}; \alpha_S) &= \hat{\sigma}_{ab}^{LO}(p_1, p_2; Q, \{\dots\}) \\ &+ \alpha_S(Q) \hat{\sigma}_{ab}^{NLO}(p_1, p_2; Q, \{\dots\}) \\ &+ \alpha_S^2(Q) \hat{\sigma}_{ab}^{NNLO}(p_1, p_2; Q, \{\dots\}) + \dots \end{aligned} \quad (2.5)$$

Comme première approximation, le terme d'ordre le plus bas (Leading Order) donne une estimation grossière de la section efficace du processus. Toutefois, il est nécessaire de calculer le terme suivant (Next to Leading Order) afin d'améliorer les prédictions sur les signaux et les fonds. Cet effet est très sensible dans les collisionneurs hadroniques car la valeur de la constante α_S est grande rendant la convergence plus lente. Par ailleurs, dans les cas où Q^2 est faible, α_S est grand. Le calcul d'une section efficace sous la forme de la relation 2.5 est alors erronée.

Dans les collisionneurs hadroniques, il est commode d'introduire des variables propre au système partonique \hat{s} et τ (*cf.* relations 2.6). $\sqrt{\hat{s}}$ représente l'énergie effective dans le centre de masse de la collision partonique et τ est un paramètre d'échelle entre cette énergie effective $\sqrt{\hat{s}}$ et l'énergie \sqrt{s} du système proton-proton (défini comme $\sqrt{s} = p_1 + p_2$).

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s} \quad \text{et} \quad \tau = \frac{\hat{s}}{s} \equiv x_1 x_2 \quad (2.6)$$

La luminosité différentielle partonique $\tau d\mathcal{L}_{ab}/d\tau$ représente le nombre de collisions parton-parton qui ont lieu dans l'intervalle d'énergie $(\tau, \tau + d\tau)$ à chaque collision hadronique. Cette luminosité peut s'exprimer (relation 2.7) en fonction des variables τ et x où $x = x_1 - x_2$. La luminosité partonique porte toute l'information liée aux fonctions de structure.

$$\mathcal{L}_{ab}(\tau) = \frac{1}{s} \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} f_a(x) f_b(\tau/x) \quad (2.7)$$

La section efficace différentielle proton-proton s'exprime alors simplement comme la convolution de la luminosité partonique et de la section efficace du processus élémentaire considéré.

$$\frac{d\sigma}{d\tau}(h_1 + h_2 \rightarrow H + X) = \sum_{a,b} \frac{d\mathcal{L}_{ab}}{d\tau} \hat{\sigma}(ab \rightarrow H) \quad (2.8)$$

2.1.3 Fonctions de structure

La fonction de structure $f_{a/h_1}(x_1, Q^2)$ donne la probabilité de trouver un parton a emportant la fraction d'impulsion x_1 du hadron h_1 à l'échelle Q^2 du processus dur considéré. x_1 est appelé le facteur d'échelle de Bjorken. En considérant le modèle des

partons, les hadrons sont considérés comme un ensemble de partons i quasiment libres qui se partagent le moment p du hadron. Dans ce cadre, les partons i ont une impulsion $x_i p$ et la variable d'échelle de Bjorken obéit aux relations suivantes :

$$0 \leq x_i \leq 1 \quad \text{et} \quad \sum_i x_i = 1 \quad (2.9)$$

Ainsi, bien que les faisceaux de protons incidents du LHC soient mono-énergétiques, les partons incidents couvrent une large gamme en énergie. L'énergie effective dans le centre de masse de la collision partonique obéit à l'inégalité suivante :

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s} \leq \sqrt{s} \quad (2.10)$$

La figure 2.3 illustre la distribution de la fraction en impulsion emportée par les partons. Les quarks de valence (u et d), qui contribuent directement à l'impulsion du proton, emportent une grande fraction de l'impulsion contrairement aux gluons et quarks de la mer. Par ailleurs la densité de partons aux faibles valeurs de x est plus grande. Elle est alors largement dominée par les gluons.

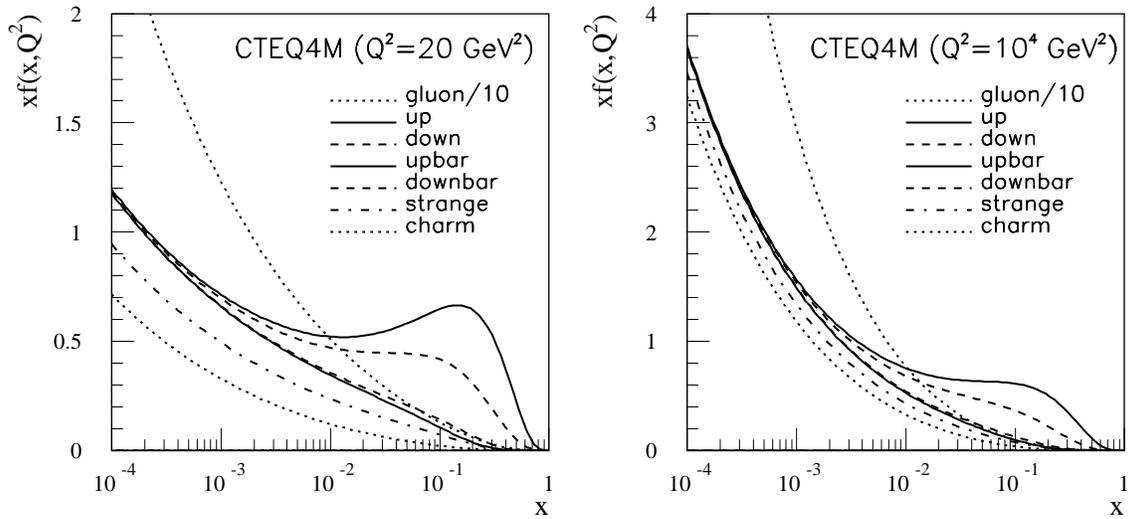


FIG. 2.3 – Fonction de structure CTEQ4M du proton estimée à $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ et à $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$. La densité de gluons est réduite par un facteur 10.

La dépendance en Q^2 des fonctions de structure est significative de la finesse de la sonde (*cf.* Fig. 2.3). A de grandes valeurs de Q^2 , les partons incidents sont sensibles aux courtes distance. Ils "voient" donc les partons de la mer (petites valeurs de x). Par contre, pour de petites valeurs Q^2 , seuls les quarks de valence peuvent être sondés. Les fonctions de structure sont alors piquées aux hautes valeurs de x .

Les fonctions de structure jouent un rôle essentiel dans les sections efficaces des processus durs au LHC. Leur connaissance précise est nécessaire pour la prédiction des sections efficaces des signaux et des bruits de fonds. Dans la plupart des cas, ce sont les erreurs sur les fonctions de structure qui dominent les erreurs théoriques sur la prédiction [21]. Celles-ci peuvent provenir de leur obtention-même (principalement par lissage des données de diffusion profondément inélastique ou des processus de Drell-Yan) ou de leur extension aux hautes valeurs de Q^2 typiques du LHC (évolution par les équations DGLAP [24] et BFKL [25] pour les très petites valeurs de x).

A l'heure actuelle, nombre de fonctions de structure sont disponibles pour les protons. Les deux groupes principaux, CTEQ [26] et MRS [27], prodiguent régulièrement des fonctions de structure (lorsque de nouvelles données expérimentales ou des calculs théoriques plus précis sont disponibles). La figure 2.4 illustre ces incertitudes par la comparaison des sections efficaces de production de W obtenues pour diverses fonctions de structure et celles obtenues par les expériences D0 et CDF auprès du TeVatron.

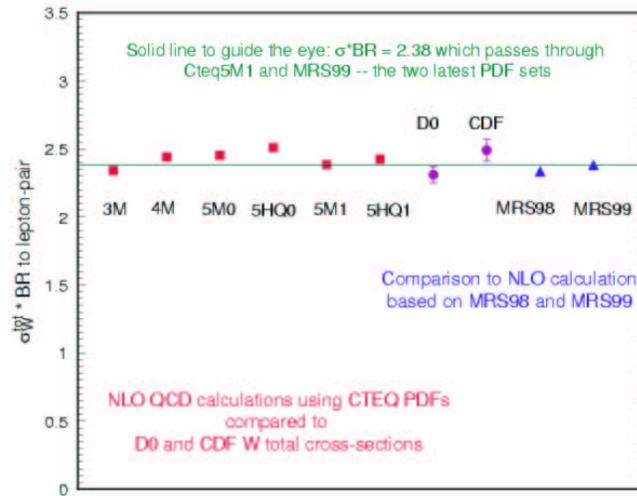


FIG. 2.4 – Sections efficaces de production de W au TeVatron pour diverses fonctions de structure CTEQ et MRS comparées à celles obtenues par les expériences CDF et D0.

2.1.4 Variables cinématiques

Dans les collisionneurs hadroniques, des variables de description des événements particulières sont utilisées. Celles-ci sont présentées dans ce paragraphe.

Définition des axes

La direction des faisceaux définit l'axe (z). Comme les faisceaux sont alignés, l'événement a une symétrie cylindrique. Dans le plan transverse (xy) l'angle azimutal ϕ est utilisé. L'angle polaire θ est défini par rapport à la direction des faisceaux.

Impulsion transverse

L'impulsion transverse \vec{p}_T est une quantité vectorielle fondamentale dans les collisionneurs hadroniques. Elle est définie comme l'impulsion de la particule dans le plan transverse. Son module est :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.11)$$

Cette quantité est conservée (ainsi que l'énergie transverse $E_T = E \sin\theta$) sous un boost de Lorentz suivant la direction des faisceaux alors que l'impulsion totale ne l'est pas. En effet, dans les collisionneurs hadroniques, l'énergie effective dans le centre de masse des partons $\sqrt{\hat{s}}$ dépend des facteurs d'échelle de Bjorken (*cf.* relation 2.6). Or les valeurs de x_1 et x_2 mis en jeu lors d'une collision ne sont pas identiques en général. De ce fait l'impulsion longitudinale p_z d'une particule produite est non nulle et sa valeur n'est pas connue. Ainsi, seules les quantités transverses (\vec{p}_T et E_T) sont utilisées.

Rapidité et pseudo rapidité

La rapidité y d'une particule est définie comme une fonction de son énergie E et de son impulsion longitudinale p_z :

$$y = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \equiv \frac{1}{2} \log \left(\frac{x_1}{x_2} \right) \quad (2.12)$$

D'après la définition de la rapidité, il vient $dy/dp_z = 1/E$. Des différences de rapidité sont donc invariantes selon un boost de Lorentz suivant la direction du faisceau (z). La section efficace inclusive différentielle invariante peut alors s'écrire sous la forme :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{d^3\sigma}{d\phi dy p_T dp_T} \quad (2.13)$$

Cette relation montre que le nombre de particules produites par unité de rapidité (et par unité d'angle azimutal) est invariante. La rapidité est donc fréquemment utilisée pour décrire les réactions inclusives.

La pseudo rapidité η est l'approximation de la rapidité y dans le cas où $p \gg m$. La pseudo rapidité est alors une fonction de l'angle polaire θ (par définition $\theta = p_z/p$) :

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.14)$$

Elle définit donc l'angle d'émission des particules par rapport aux faisceaux incidents. Quelques valeurs de correspondance entre l'angle polaire θ et la pseudo rapidité η sont données dans la table 2.1. Cette quantité possède les mêmes propriétés que la rapidité y et peut être mesurée lorsque la masse et l'impulsion sont inconnues. Pour cette raison, la pseudo rapidité est préférée à la rapidité d'un point de vue expérimental.

$\theta/^\circ$	90.0	40.4	15.4	5.7	2.1	0.8	0.3	0.1
η	0.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.

TAB. 2.1 – Correspondance entre l'angle polaire θ (en degré) et la pseudo rapidité η .

2.1.5 Événements de biais minimum

Le terme "biais minimum" désigne l'ensemble des processus qui permettent à l'appareillage de détecter un croisement de paquet de protons. Cette dénomination est utilisée par opposition à une sélection selon des critères cinématiques (p_T, η) qui biaise fortement le lot d'événements sélectionnés.

Dans le cas des processus simplement diffractifs $h_1 h_2 \rightarrow h_1 X$ une partie de l'énergie des produits du proton h_2 est détectée par l'appareillage. En ce qui concerne les processus doublement diffractifs, le scénario est plus favorable à leur détection puisque des produits des deux protons peuvent être détectés. Dans le cas des processus non élastiques non diffractifs, les moments de transferts sont plus élevés. Les produits de telles interactions sont donc détectés, au moins en partie. Ainsi, en toute rigueur, tous les processus (hormis les processus élastiques) contribuent aux événements de biais minimum. Mais cette définition doit être pondérée par un point de vue lié au déclenchement.

La couverture angulaire de l'expérience ATLAS ($|\eta| < 5$) n'est pas optimale pour fournir une bonne efficacité de sélection des événements de biais minimum. Cette dernière pourrait être augmentée par l'utilisation d'appareillages complémentaires couvrant uniquement les parties très avant du détecteur ($3 < |\eta| < 7.5$). Leur installation est envisagée pour permettre une mesure du taux d'événements inélastiques afin de calibrer la luminosité (par le théorème optique). Ces détecteurs pourraient éventuellement être utilisés pour déclencher sur les événements de biais minimum. Différentes configurations seraient alors possible :

- Dans le cas d'un double déclenchement ("double arm"), mettant en coïncidence les zones du détecteur situées de part-et-d'autre du point d'interaction, 90% des collisions détectées sont de type inélastique non diffractif. Cette configuration est adoptée par la collaboration D0 pour le run II du TeVatron.
- Dans le cas d'un simple déclenchement ("single arm"), portant sur l'activité détectée dans au moins une des deux zones utilisées pour le double déclenchement,

la proportion en événements de type diffractif est augmentée. Ce choix avait été fait par la collaboration CDF pour le run I du TeVatron.

Si de tels détecteurs ne sont pas disponibles, il est possible de sélectionner les événements de biais minimum en déclenchant sur les croisements de paquets de protons non vides par exemple (cette méthodologie correspond par définition au "biais zéro"). Ainsi, si une approche expérimentale est considérée pour la définition des événements de biais minimum, la dynamique de l'événement est le critère dominant.

Par ailleurs aucun seuil cinématique n'existe dans les processus d'interaction proton-proton. La distinction entre les collisions molles et les collisions dures est entâchée d'une ambiguïté particulière. Par conséquent, les événements de biais minimum ne font pas partie d'une classe précise de processus mais ils regroupent des fractions diverses d'événements inélastiques diffractifs et inélastiques non-diffractifs (préférentiellement à basse impulsion transverse).

Caractéristiques cinématiques

Les caractéristiques des événements de biais minimum (distribution angulaire, distribution en énergie, multiplicité en particules chargées...) ne sont pas calculables précisément dans le cadre de la QCD. Des modèles extrapolés à partir des résultats obtenus auprès de collisionneurs de plus basse énergie, tel que le TeVatron, sont utilisés pour prédire ces distributions au LHC.

La figure 2.5 présente six modèles reproduisant bien les distributions en particules chargées au TeVatron. Leur extrapolation au LHC, illustrée par la figure 2.6, conduit à de grandes incertitudes (les maximums observés à $\eta \sim 3$ sont des effets cinématiques de diffraction des protons). Par ailleurs, les modèles utilisés dans HERWIG [28] et ISAJET [29] prévoient un spectre en impulsion très bas qui ne reproduit pas bien les données obtenues auprès du TeVatron (car les collisions molles ne sont pas considérées). Les quatre autres modèles reproduisent bien les données collectées par CDF et sont également en bon accord après leur extrapolation au LHC.

Parmi les particules neutres produites, 90% sont des photons (quasiment tous issus de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) et le reste est constitué de K_L^0 et de neutrons. Les particules chargées sont pour 80% des pions et pour 20% des kaons et des protons.

2.2 Taux de production et stratégie de recherche

Une des grandes qualités du LHC réside dans les taux de production élevés, aussi bien en ce qui concerne les particules standards que les particules non standards. La figure 2.1 montre particulièrement le gain, en terme de taux d'événement, entre l'actuel collisionneur TeVatron et le futur collisionneur LHC.

Les motivations premières du LHC sont la compréhension de la brisure de symétrie

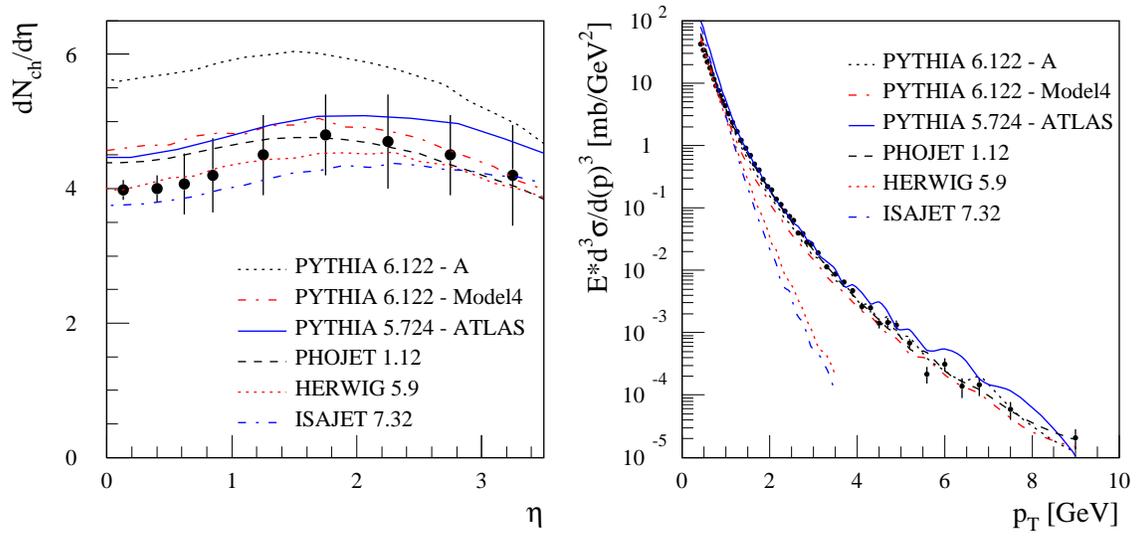


FIG. 2.5 – Densité de particules chargées (à gauche) et distribution de leur impulsion transverse (à droite) dans les événements de biais minimum au Tevatron pour plusieurs modèles de prédiction. Les points représentent les données collectées par l'expérience CDF.

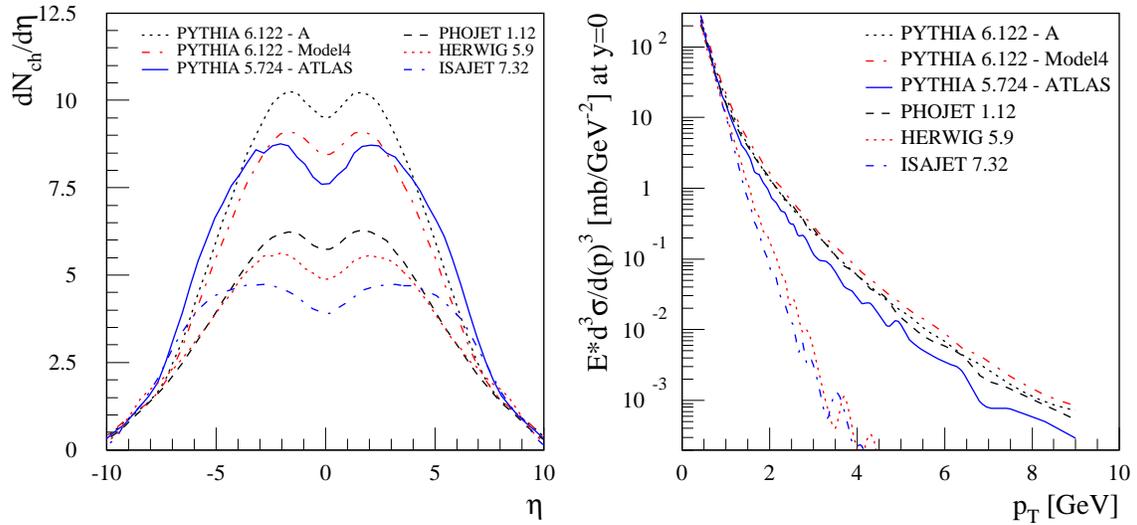


FIG. 2.6 – Densité de particules chargées (à gauche) et distribution de leur impulsion transverse (à droite) dans les événements de biais minimum attendus au LHC pour plusieurs modèles de prédiction.

électrofaible, qui comprend principalement la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard Minimal et la recherche de particules supersymétriques. Mais le LHC, de par les forts taux de production, permet un riche programme de physique qui s'étend des mesures de précision à la recherche de nouvelles signatures.

2.2.1 Particules du modèle standard

Bien que les machines hadroniques ne soient pas conçues pour assurer des mesures de précision, l'abondante statistique offerte par le LHC permettra néanmoins d'effectuer de telles mesures. En effet, pour la plupart des mesures, l'incertitude statistique[†] est négligeable devant les erreurs systématiques. Celles-ci sont essentiellement dominées par la connaissance des échelles absolues de l'énergie, de l'impulsion ou bien de la luminosité. Les buts de la collaboration ATLAS en terme de connaissance de ces échelles sont particulièrement strictes : la précision désirée sur la connaissance de l'échelle absolue en énergie des jets est 1% et celle sur les électrons est de 0.02%.

Les particules standards, outre les possibles mesures de précision, représentent un fort potentiel en terme de calibration des détecteurs. Quelques exemples parmi les canaux étudiés au sein de la collaboration ATLAS sont donnés dans la suite. Néanmoins, de plus amples détails sur les méthodes de calibration des calorimètres ainsi que les buts de la collaboration ATLAS en terme de précision sur la connaissance des échelles absolues d'énergie sont présentés dans le chapitre 4.

Calibration des détecteurs

Les particules standards tels que les bosons W ou le boson Z seront produites de façon abondante au LHC : 180 (resp. 55) bosons W (resp. Z) seront produits par seconde à basse luminosité. La bonne connaissance de tels processus de production et les larges quantités d'événements disponibles sont bien adaptés à la problématique de la calibration des détecteurs. Par exemple, la collaboration ATLAS envisage d'utiliser des événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0 + jet$ afin de calibrer in-situ la calorimétrie hadronique. Les événements $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$ et $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ seront, quant à eux, utilisés pour calibrer la calorimétrie électromagnétique. En outre, la production des bosons W et Z sera utilisée pour calibrer la valeur de la luminosité au LHC.

Le nombre de paire $t\bar{t}$ produites au LHC est considérable : un événement par seconde est attendu dans la phase de basse luminosité, conduisant à la production de 10^7 événements pour une an de prise de données. Les bosons W issus de la désintégration des quarks top ainsi produits sont utilisés (dans leur mode de désintégration hadronique $W \rightarrow jj$) pour calibrer la calorimétrie. Cette méthode est basée sur la reconstruction de la masse du boson W .

[†]L'incertitude statistique s'exprime en $1/\sqrt{N_{exp}}$ où N_{exp} est le nombre d'événements attendus.

Mesures de précision

Parmi les nombreuses mesures de précision à l'étude dans ATLAS (masse du W , masse du quark top , couplage à trois bosons, secteur de Higgs, secteur supersymétrique) les résultats attendus sur la mesure des masses du quark top et du boson W sont présentés dans la suite à titre d'exemple. L'incertitude désirée sur ces deux mesures est très faible ($\Delta m_W < 15$ MeV, $\Delta m_t < 2$ GeV). Elle est contrainte par la précision requise sur la connaissance de la masse du boson de Higgs ($\Delta m_H < 30\%$).

Le nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus pour un an de prise de données à basse luminosité au LHC (10^7) est deux ordres de grandeur supérieur à celui attendu au TeVatron en intégrant sur toute la luminosité. L'incertitude sur la connaissance de la masse du quark top sera inférieure ~ 2 GeV [30] (l'erreur statistique est inférieure à 100 MeV) alors que les données collectées auprès du TeVatron fourniront une incertitude de ~ 3 GeV [31].

Dans le canal $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$, par exemple, 10^8 événements sont attendus un an de prise de données à basse luminosité alors que 10^4 événements ont été collectés au LEP et 10^7 sont attendus au TeVatron. Grâce à cette haute statistique, la précision sur la masse du boson W pourra être améliorée. En effet, au démarrage du LHC, celle-ci sera déterminée avec une précision de ~ 30 MeV (de part les données collectées auprès du TeVatron [31] et à LEP2 [32]). Or, après un an de prise de données à basse luminosité, ATLAS pourra prodiguer sa valeur avec une incertitude inférieure à 20 MeV [33] (l'incertitude statistique sera plus petite que 2 MeV).

2.2.2 Événements dominants

La section efficace de production des objets de haute impulsion transverse est largement dominée par la production de partons via des processus QCD. Par exemple, la section efficace de production $qq \rightarrow qq$ où q est un parton léger ($q=u, d, c, s, g$) est supérieure de cinq ordres de grandeur à celle des bosons W et de neuf ordres de grandeur à celle du boson de Higgs H^0 dont la masse serait de 150 GeV. Ces événements constituent donc un important bruit de fond aux processus rares recherchés.

Des partons aux jets

Les partons ne sont pas observés expérimentalement. Les états finaux détectés sont constitués d'amas de hadrons, dont la mesure expérimentale porte sur un objet appelé "jet". L'évolution de la production d'un parton à l'observation du jet est complexe. Celle-ci inclue des effets physiques ainsi que des effets liés au détecteur et à la reconstruction des objets :

- Les phénomènes physiques qui suivent la production d'un parton sont nombreux. Ils incluent la radiation de partons supplémentaires ("parton showering"), l'hadronisation des partons (chargés en couleur) conduisant à la production de ha-

drons (dont la charge de couleur est nulle), la désintégration des particules dont le temps de vie est faible ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ par exemple).

- De plus, la définition d'un jet est entâchée d'effets expérimentaux. La mesure d'un jet dépend d'une part des effets du détecteur (tel le seuil de détection dû au champ magnétique ou bien les effets de non-compensation des calorimètres) et d'autre part des algorithmes de reconstruction des jets.

Par ailleurs, le processus dur n'est pas le seul processus à participer à l'activité visible de l'événement. En particulier, les événements sous-jacents ou bien les interactions multiples de protons contribuent à la difficulté d'associer le jet au parton.

Un jet est donc constitué d'un ensemble de hadrons neutres et chargés ainsi que de nombre de photons (issus majoritairement de la désintégration des π^0). En principe, aucune de ces particules n'est isolée[†]. Elles sont détectées dans les calorimètres sous la forme d'un dépôt d'énergie. Les muons qui peuvent être produit traversent les calorimètres et sont détectés dans des appareillages spécialisés. Les particules chargées peuvent être mesurées par ailleurs dans les détecteurs de traces.

Les processus

Parmi les processus QCD, ceux où deux partons dans l'état initial conduisent à la production de deux partons dans l'état final (processus $2 \rightarrow 2$) sont dominants. Ces processus sont produits via de nombreuses configurations : $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$, $q_i \bar{q}_i \rightarrow q_j \bar{q}_j$, $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$, $q_i g \rightarrow q_i g$, $gg \rightarrow q_i \bar{q}_i$ ou bien $gg \rightarrow gg$. Ce sont les processus d'ordre le plus bas (α_s^2). La figure 2.7 illustre les processus $qg \rightarrow qg$ (ou $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}g$). Ils conduisent majoritairement à un état final à deux jets où les deux jets sont balancés dans le plan transverse.

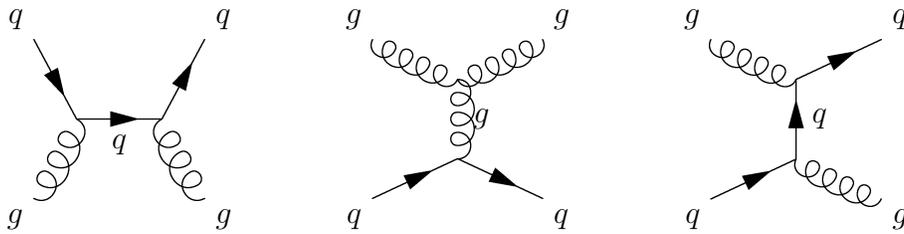


FIG. 2.7 – Diagrammes de production $qg \rightarrow qg$ (ou $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}g$) à l'ordre le plus bas.

A l'ordre supérieur (α_s^3), trois partons contribuent à l'état final. Le nombre de jets reconstruits dépend de la séparation entre le parton rayonné dans l'état final et son parent. Un tel événement peut donc être observé via deux ou trois jets.

La section efficace inclusive de production de jets est calculée à l'ordre 2 (NLO) [34] par les diagrammes d'ordre supérieur $2 \rightarrow 3$ en incluant la correction à une boucle des diagrammes $2 \rightarrow 2$.

[†]Cette propriété dépend entre autre de la fragmentation du parton initial.

2.2.3 Événements rares

La forte abondance d'états finaux complètement hadroniques, via les processus QCD, guide l'ensemble des stratégies de recherche au LHC à privilégier les états finaux contenant un (ou plusieurs) lepton isolé (e^\pm ou μ^\pm) ou bien des photons énergétiques isolés. Après avoir brièvement abordé les caractéristiques qui distinguent ces particules des jets, la stratégie de recherche du boson de Higgs du Modèle Standard Minimal est présentée à titre d'illustration.

Détection des électrons, des photons et des muons

Les électrons Les électrons déposent leur énergie dans le calorimètre électromagnétique et ils sont également signalés dans le détecteur de traces. La séparation des électrons et des jets est basée sur la forme transverse et longitudinale des dépôts dans les compartiments électromagnétiques avec un veto sur le calorimètre hadronique. L'association spatiale d'une trace au dépôt calorimétrique permet finalement d'obtenir une excellente séparation e^\pm/jet .

Les photons La situation encourue est moins favorable que dans le cas des électrons car le photon (neutre) n'est pas vu par les détecteurs de traces. La séparation γ/jet est obtenue avec des critères calorimétriques similaires à ceux des électrons. Un veto sur la présence de traces reconstruites dans le détecteur de traces (l'identification des conversions de photon exceptée) permet d'améliorer les résultats.

Les muons Les muons ont la propriété particulière de traverser les calorimètres au minimum d'ionisation. Des détecteurs dédiés doivent donc être installés au-delà. Ainsi l'identification des muons est aisée. Leur degré d'isolation est déterminé grâce à la mesure des dépôts calorimétriques ou des traces chargées proches de la trajectoire.

Recherche du boson de Higgs du MSM

La stratégie de recherche du boson de Higgs envisagée par la collaboration ATLAS recouvre l'ensemble du domaine de masse prévu par le MSM : depuis les limites expérimentales actuelles [35] ($m_H > 113.5$ GeV) jusqu'à la limite théorique [36] ($m_H < 800$ GeV). La stratégie de recherche est basée sur les signatures induites par les états finaux relatifs à chaque plage de masse. Elle est brièvement énoncée dans la suite.

Les signatures envisagées pour la recherche de nouvelles particules sont dictées par leurs mécanismes de production et leurs modes de désintégration. Comme le montre la figure 2.8, la production de Higgs au LHC est dominée par la fusion de gluons ($gg \rightarrow H^0$) principalement via une boucle de quark top quelque soit la masse du

boson de Higgs. Par ailleurs, la fusion de bosons WW ou ZZ ($qq \rightarrow qqH^0$) donne une signature très caractéristique constituée de deux jets émis à petit angle par rapport à l'axe du faisceau. La production associée avec une paire $t\bar{t}$ ou un boson W (Z) a une section efficace qui décroît rapidement avec la masse du boson de Higgs. Mais ce canal de production est intéressant car les événements peuvent être signés par la présence de leptons. La figure 2.9 reflète la propriété du boson de Higgs de se coupler aux particules proportionnellement à leur masse et met en exergue les seuils cinématiques d'ouverture des modes de désintégration en paires de bosons $WW^{(*)}$ et $ZZ^{(*)}$.

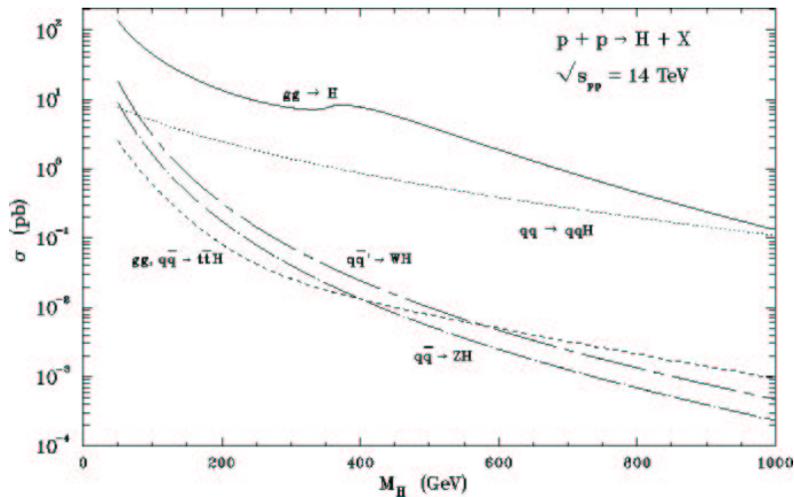


FIG. 2.8 – Section efficace de production du Higgs du Modèle Standard Minimal via les principaux canaux en fonction sa masse.

Bien que les événements conduisant à la production d'un boson de Higgs soit "rares", les taux de production sont tels qu'avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} le nombre de boson de Higgs standard attendu au LHC est respectivement de l'ordre de 2×10^5 et 10^5 pour des masses de 100 et 200 GeV. Par ailleurs, la plage d'énergie couverte permet d'explorer des zones complètement vierges. Par exemple, la production du boson de Higgs du modèle standard dont la masse serait de 800 GeV est cinématiquement impossible auprès des collisionneurs actuels alors qu'au LHC 10^4 boson de Higgs d'une telle masse seraient produits la première année de fonctionnement du collisionneur. Il est remarquable que ces nombres d'événement sont donnés pour un an de prises de données à basse luminosité. Or le LHC fonctionnera trois ans à cette luminosité ($\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) avant d'atteindre sa luminosité nominale ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), conduisant à un taux d'événements physiques considérable.

Région des basses masses ($m_H < 130 \text{ GeV}$) La recherche du boson de Higgs aux très basses masses ($80 < m_H < 100 \text{ GeV}$) avait été envisagée en mode $b\bar{b}$ via la

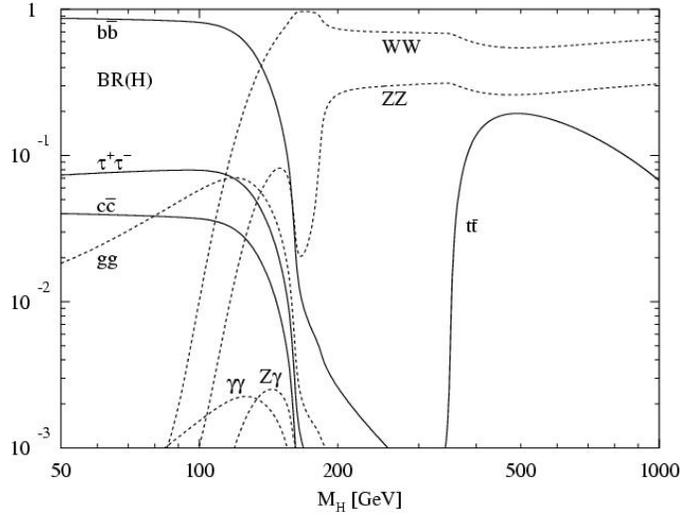


FIG. 2.9 – Taux d’embranchement du boson de Higgs du MSM en fonction de sa masse.

production associée $t\bar{t}H$, WH , ZH . Cette plage de masse est désormais exclue par les derniers résultats du LEP [35]. Pour des masses plus élevées, le boson de Higgs peut se désintégrer en $\gamma\gamma$. Ce taux d’embranchement est très faible (de l’ordre de 10^{-3}), conduisant à une très petite section efficace inclusive (~ 50 fb). Mais, contrairement aux états finaux en jets, la signature est claire. En effet, le rapport signal sur bruit ($\sim 1\%$) permet l’extraction de cette signature. Cette zone est d’autant plus importante qu’elle est favorisée par les mesures électrofaibles [37].

Région des masses intermédiaires ($130 \text{ GeV} \leq m_H < 2m_Z$) Le higgs se désintègre majoritairement en paire de bosons $WW^{(*)}$ ou ZZ^* . Les taux d’embranchement des bosons W et Z en quarks sont 67.8% et 69.9% respectivement. Le boson de Higgs va donc donner principalement des états finaux complètement hadroniques via la production de jets. Mais de telles signatures sont difficiles à extraire du fond QCD. Il est alors avantageux de prendre en considération les désintégrations leptoniques des bosons W et Z , conduisant respectivement aux états finaux $l\nu l\nu$ et $4l$.

Région des hautes masses ($m_H \geq 2m_Z$) La signature $ZZ \rightarrow 4l$ est la plus favorable pour la recherche du boson de Higgs au LHC. Celle-ci n’a pratiquement aucun bruit de fond. Le taux d’embranchement du higgs en $t\bar{t}$ (au-delà de $2m_t$) est du même ordre de grandeur que celle du ZZ . Toutefois, cet état final n’est pas recherché car la production directe de paires de top au LHC a une section efficace 10^3 fois plus élevée. Pour de très hautes masses ($m_H > 500 \text{ GeV}$) la section efficace de production du higgs diminue (Fig. 2.8). Afin de compenser cet effet, des canaux de désintégration

du Z et du W ayant de plus grand taux d'embranchement sont également considérés : $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ et $WW \rightarrow l\nu jj$.

Potentiel de découverte La figure 2.10 présente l'ensemble des canaux étudiés par la collaboration ATLAS et leur observabilité[†]. Le boson de Higgs du Modèle Standard Minimal peut être découvert (à 5σ) sur tout le domaine de masse cinématique permis en trois ans de prises de données à basse luminosité.

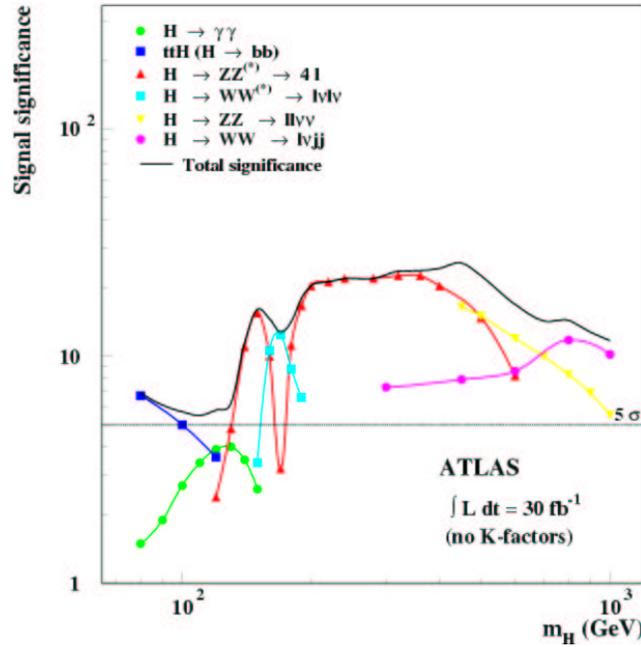


FIG. 2.10 – Observabilité du boson de higgs du modèle standard dans le détecteur ATLAS. La signification statistique ($\sigma = S/\sqrt{B}$) est présentée pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , pour chacun des principaux canaux et pour leur combinaison.

Mesure de la masse du boson de Higgs du MSM

Si le boson de Higgs du Modèle Standard Minimal est découvert au LHC, des mesures de précision pourront alors être effectuées (masse, largeur, taux de production, largeur de désintégration).

Par exemple, la figure 2.11 illustre le potentiel de l'expérience ATLAS en terme de précision sur la mesure de la masse du boson de Higgs du MSM. L'incertitude sur la connaissance sur l'échelle en énergie électromagnétique (e^\pm et γ) est assumée être

[†]L'observabilité d'une particule est définie comme le rapport entre le nombre S d'événements de signal attendus et la fluctuation statistique du nombre B d'événements de bruit de fond attendus. Une particule est dite observable si $\sigma = S/\sqrt{B} > 5$.

0.1% (bien que sa valeur soit supposée connue à 0.02%, une valeur plus conservative a été prise en compte dans cette étude). Jusqu'à une masse de 400 GeV, la précision est de $\sim 0.1\%$. Au-delà, cette valeur augmente (car la largeur du boson de Higgs est plus grande et la statistique disponible est plus faible) pour atteindre $\sim 1\%$ à 700 GeV (qui est une limite raisonnable de par la largeur du higgs : $\Gamma_H \sim 200$ GeV). Le canal

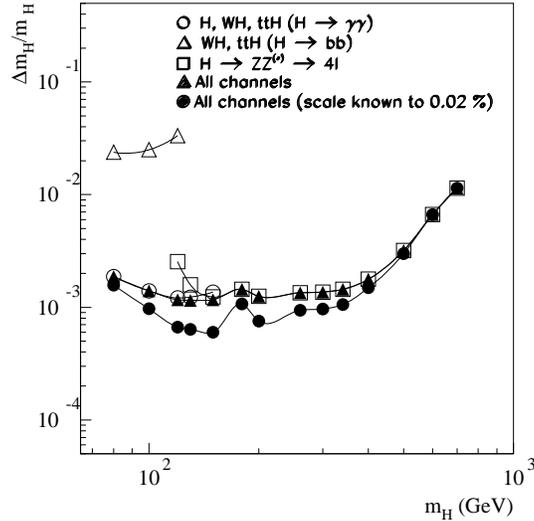


FIG. 2.11 – Précision relative sur la mesure de la masse du boson de Higgs du modèle standard en fonction de sa masse pour une luminosité de 300 fb^{-1}

$H \rightarrow b\bar{b}$ contribue peu à la précision de cette mesure pour deux raisons : la première est liée à la mauvaise connaissance de l'échelle en énergie des jets (1%) comparée à celle des leptons, la seconde est due aux plus grandes erreurs statistiques (provenant elle-même d'une moins bonne résolution de la masse reconstruite).

2.3 Cas particulier du lepton tau

Le lepton τ demeure un cas particulier dans le sens où ses modes de désintégrations favorise un état final hadronique ce qui rend son identification particulièrement difficile. Toutefois, certaines nouvelles particules sont recherchées via les désintégrations hadroniques du τ^\pm .

2.3.1 Désintégration des leptons τ

Selon le modèle standard, le tau se désintègre de la même façon que le muon : via l'émission d'un boson W . Toutefois, sa masse ($m_\tau \simeq 170 m_\mu$) lui permet de se désintégrer en leptons plus légers ou bien en quarks (cf. Fig. 2.12). La charge de couleur

portée par les quarks multiplie par trois la probabilité qu'a le lepton tau de donner un état final hadronique plutôt qu'un état final leptonique ($e^\pm\nu_e\nu_\tau$ ou bien $\mu^\pm\nu_\mu\nu_\tau$). Les modes de désintégration du τ en leptons contribuent à 35.20% de la largeur totale de désintégration du τ (*cf.* table 2.2). Les autres modes de désintégration du τ sont exclusivement hadroniques.

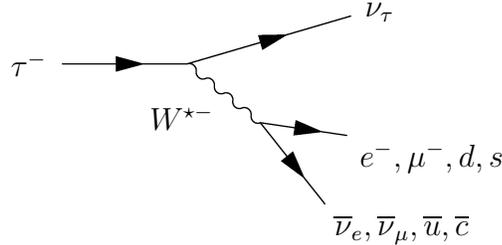


FIG. 2.12 – Diagramme de désintégration du τ^- .

Les modes de désintégration du τ en hadrons sont nombreux (le Particle Data Group regroupe 105 voies de désintégration [38]). Ils conduisent à des états finaux avec une, trois ou bien cinq traces chargées éventuellement accompagnées de neutres. Ces modes sont respectivement appelés "1-prong" (les modes leptoniques sont inclus dans cette catégorie), "3-prong" et "5-prong". Sans faire une liste exhaustive, la table 2.2 présente les voies de désintégration principales ainsi que leur taux d'embranchement respectif. Les modes de désintégration en "5-prong" sont négligeables (BR \sim 0.1%).

"1-prong"	
$e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	(17.83 \pm 0.06) %
$\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	(17.37 \pm 0.07) %
$h^-\nu_\tau$	(11.79 \pm 0.12) %
$h^-\pi^0\nu_\tau$	(25.86 \pm 0.14) %
$h^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$	(9.36 \pm 0.14) %
"3-prong"	
$h^-h^+h^-\nu_\tau$	(9.97 \pm 0.10) %
$h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$	(4.49 \pm 0.08) %

TAB. 2.2 – Principaux modes de désintégration du lepton τ^- et taux d'embranchement respectif [38]. h^- représente un pion (ou bien un kaon) chargé. Les modes de désintégration du τ^+ sont les conjugués de charge de ceux du τ^- .

La désintégration hadronique du τ^\pm en "1-prong" contribue à \sim 50% de la largeur totale de désintégration du τ^\pm et à \sim 76% de ses modes de désintégrations hadroniques. Les contributions majoritaires (et leur largeur partielle de désintégration respective) sont les suivantes :

- $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ (BR=11.1%)
- $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ (BR=24.2%)
- $\tau^\pm \rightarrow a_1^\pm \nu_\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ (BR= 6.5%)

Celles-ci représentent $\sim 84\%$ des modes de désintégration hadronique en "1-prong". Cette fraction est supérieure à 88% si les contributions $\tau^\pm \rightarrow K^\pm \nu_\tau$ (BR=0.7%) et $\tau^\pm \rightarrow K^{*\pm} \nu_\tau$ (BR=1.3%) sont également prises en compte.

2.3.2 Polarisation des leptons τ

Les distributions angulaires des produits de désintégrations des τ^\pm dépendent de l'état de polarisation des τ^\pm . Celles-ci sont données (dans le centre de masse des τ^\pm) par les relations 2.15 à 2.17 ([39],[40]) pour la désintégration des τ^\pm en $\pi^\pm \nu_\tau$ et en $v^\pm \nu_\tau$ (où v^\pm représente le méson vecteur ρ^\pm ou bien le a_1^\pm). Les indices L et T dénotent respectivement les composantes longitudinale et transverse de la polarisation du méson vecteur v^\pm .

$$\frac{1}{\Gamma_\pi} \times \frac{d\Gamma_\pi}{d\cos\theta} = \frac{1}{2} (1 + P_\tau \cos\theta) \quad (2.15)$$

$$\frac{1}{\Gamma_{v_L}} \times \frac{d\Gamma_{v_L}}{d\cos\theta} = \frac{1}{2} (1 + P_\tau \cos\theta) \frac{m_\tau^2}{m_\tau^2 + 2m_v^2} \quad (2.16)$$

$$\frac{1}{\Gamma_{v_T}} \times \frac{d\Gamma_{v_T}}{d\cos\theta} = \frac{1}{2} (1 - P_\tau \cos\theta) \frac{m_\tau^2}{m_\tau^2 + 2m_v^2} \quad (2.17)$$

P_τ dépend de la nature de la particule dont est issu le τ^\pm . La conservation de l'hélicité (dans l'hypothèse des masses nulles) conduit simplement à déterminer sa valeur égale à -1 dans le cas du $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ (de part la nature vectorielle des bosons W^+ et W^-). Dans ce cas particulier, la polarisation du lepton τ^\pm a donc tendance à diminuer l'impulsion de ses produits de désintégrations hadroniques en ce qui concerne le π^\pm ainsi que la contribution longitudinale du méson vecteur v^\pm , alors que la contribution transverse du v^\pm est favorisée.

2.3.3 Détection des leptons τ

Au moins un neutrino est produit dans la désintégration du τ (deux dans les voies leptoniques). Or, les neutrinos ne sont pas détectés par l'appareillage. Ainsi, dans le cas des désintégrations leptoniques, le tau conduit à un état final avec un électron isolé ou bien un muon isolé. La séparation τ^\pm/jet se ramène alors simplement à la problématique des séparations e^\pm/jet et μ^\pm/jet .

Dans le cas des désintégrations hadroniques, la séparation τ^\pm/jet est plus difficile. En effet, un τ est alors détecté comme un amas calorimétrique (qui peut avoir

une forte composante électromagnétique) vers lequel plusieurs traces pointent. Ces caractéristiques sont celles d'un jet de QCD. Pourtant, des variables basées sur la forme des gerbes dans la calorimétrie (plus particulièrement la partie électromagnétique) et sur le nombre de traces associées au jet permettent de distinguer ces deux entités.

2.3.4 Utilisation des leptons τ

L'identification des leptons τ via leurs modes hadroniques est une tâche difficile auprès d'un collisionneur hadronique. Pourtant des signatures pour la recherche de nouvelles particules utilisent ces modes.

Par exemple, dans le cas où la désintégration des bosons de Higgs en charginos ou en neutralinos n'est pas ouverte, ils se désintègrent en particules du modèle standard. Sur un large plage de l'espace des paramètres du MSSM, les bosons de Higgs les plus lourds (H^\pm , H^0 , A^0) peuvent être observés à travers les désintégrations du τ : $A^0/H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu_\tau$. En effet, les modes de désintégration du boson de Higgs du Modèle Standard Minimal sont favorisés pour des fermions lourds tel que le quark b ou le lepton τ (*cf.* Fig. 2.9) en raison de leur couplage de Yukawa. Par ailleurs, les récents résultats du LEP [41] exclue le domaine à faible $\tan\beta$. Sous des considérations des Théories Grandes Unifiées, le secteur à grande $\tan\beta$ est ainsi favorisé. Sous cette hypothèse, les couplages de Yukawa des fermions bas de la troisième génération (b et τ) sont augmentés. Dans le cas de la désintégration du H^\pm , cette tendance est clairement illustrée par la figure 2.13. Les configurations encourues pour les bosons de Higgs H^0 et A^0 sont moins favorables mais elles demeurent attractives. Les taux

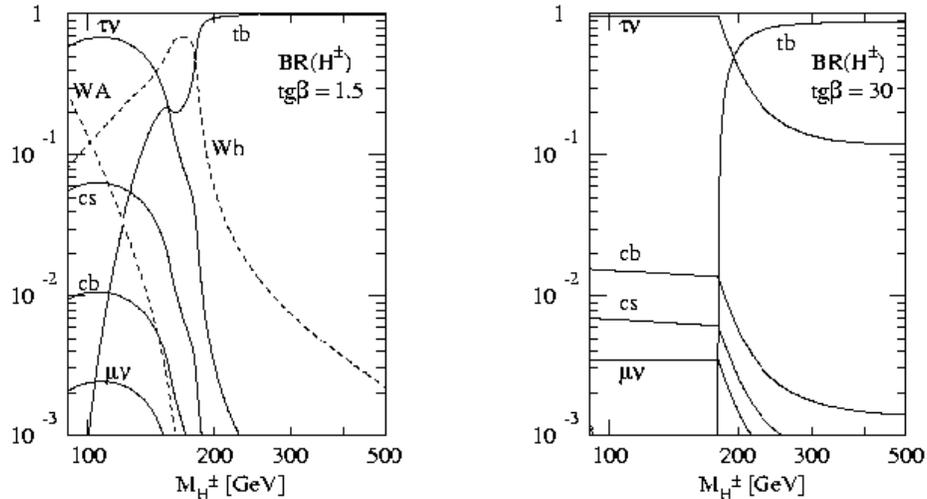


FIG. 2.13 – Taux d'embranchement des bosons de Higgs chargés du MSSM pour différentes valeurs de $\tan\beta$.

de production étant faibles, une restriction aux modes de désintégrations leptoniques

(35.2%) des taus est inopportune. La figure 2.14 montre particulièrement le gain en terme de découverte offerts par les canaux cités précédemment. Des détails sur les travaux menés au sein de la collaboration ATLAS dans ce secteur sont disponibles dans [42], [43], [44], [45], [46].

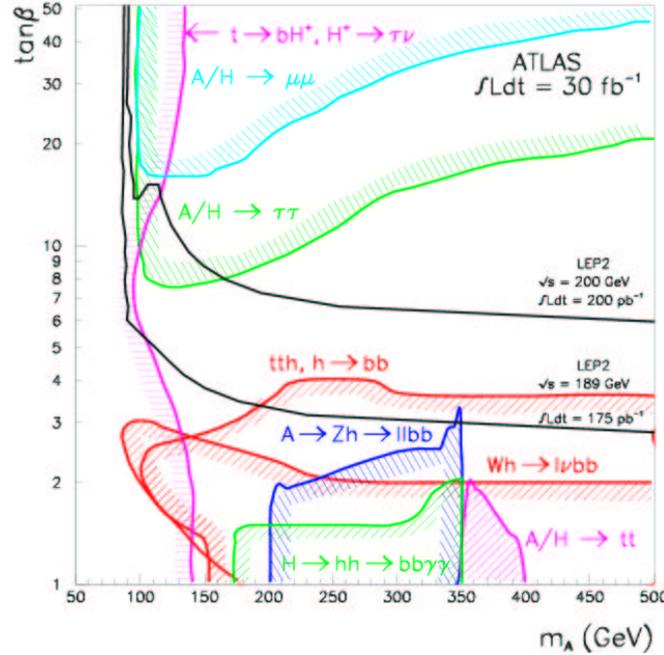


FIG. 2.14 – Sensibilité pour la découverte des bosons de Higgs du MSSM (dans le cas d'un mélange minimal) dans ATLAS. La courbe de découverte à 5σ est montrée pour chacun des canaux principaux pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} .

Une bonne séparation τ^\pm/jet est donc nécessaire. Ce point a été abondamment étudié par le biais du canal $A^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ au sein de la collaboration ATLAS [47]. Mais la mise en évidence d'autres particules peut être basée sur l'identification des τ . Par exemple, leur abondance dans les cascades de désintégrations des gauginos à grand $\tan\beta$ [48] pourraient permettre de signer de tels événements.

Il est en effet remarquable que, de manière analogue aux bosons de Higgs, les modes de désintégrations des charginos et des neutralinos peuvent être : $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \nu_\tau$ et $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1^\pm \tau^\mp$. De plus, à grande $\tan\beta$, la matrice de masse des fermions de troisième génération a un angle de mélange important. Les masses des superpartenaires sont donc séparées (proportionnellement à $\tan\beta$) et l'une d'elles est faible, celle du $\tilde{\tau}_1^\pm$ en l'occurrence, augmentant son observabilité. Si le nombre leptonique est conservé, les $\tilde{\tau}_1$ et $\tilde{\tau}_2$ peuvent se désintégrer en τ ($\tilde{\tau}_1^\pm \rightarrow \tau^\pm \tilde{\chi}_1^0$). Par conséquent, à haute $\tan\beta$ les cascades de désintégrations des charginos et des neutralinos peuvent être saturées en lepton τ^\pm , supprimant fortement les modes de désintégrations en leptons e^\pm ou μ^\pm .

Outre la mise en évidence de nouvelles particules, les τ pourraient permettre d'ef-

fectuer des mesures de précision, notamment dans le MSSM. Ces mesures sont particulièrement intéressantes car elles contraindraient les modèles. Par exemple, la mesure des taux de production des bosons de Higgs lourds du MSSM H^0 et A^0 sont sensibles à $\tan\beta$ et leur désintégration en paires de leptons τ ($H^0/A^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$) permettraient de déterminer sa valeur [49]. Comme le montre la figure 2.15, une précision de $\pm 15\%$ ($\pm 7\%$) est attendue pour $\tan\beta=5$ (10) en considérant une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} et $m_{A^0}=150 \text{ GeV}$. Les erreurs systématiques sont dominées par l'incertitude sur la valeur de la luminosité (elle est estimée à 10% dans cette étude) [50]. L'erreur sur la mesure de la masse du A^0 a également été prise en compte.

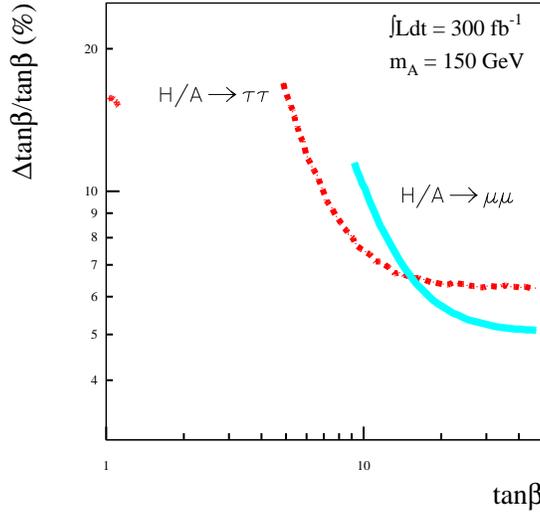


FIG. 2.15 – Précision relative sur la mesure de $\tan\beta$ pour une luminosité de 300 fb^{-1} et $m_{A^0}=150 \text{ GeV}$.

2.4 Production des bosons W et Z

Dans les collisionneurs hadroniques tels que le LHC, tous les phénomènes sont reliés à la QCD. La dynamique est plus compliquée que dans les collisionneurs e^+e^- ou ep . Le processus de Drell-Yan, qui domine la production de bosons W et Z au LHC, est le seul processus connu au NNLO.

2.4.1 Mécanismes de production

La production des bosons W^\pm et Z^0/γ^* à l'ordre le plus bas (LO) s'effectue par l'annihilation d'une paire de partons (*cf.* Fig. 2.16). Cela fixe l'échelle en Q^2 égale à la masse carré du boson ainsi produit. Dans les collisionneurs proton-proton, la

production de γ^*/Z s'effectue par l'annihilation d'un quark de valence et d'un quark de la mer ou bien d'un quark de valence et d'un antiquark de la mer qui ont la même saveur : $q_i\bar{q}_i \rightarrow \gamma^*/Z$. Dans le cas de la production de W^\pm , la saveur des quarks est différente : $q_i\bar{q}_j \rightarrow W^\pm$.

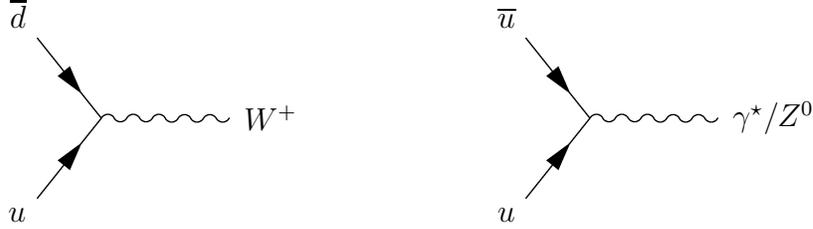


FIG. 2.16 – Diagrammes de production des bosons W^+ et γ^*/Z^0 à l'ordre le plus bas (α) par l'annihilation d'une paire $u\bar{d}$ et $u\bar{u}$ respectivement.

La section efficace de production d'un boson W par l'annihilation d'une paire $q\bar{q}$ peut être calculée et aboutit au résultat suivant :

$$\hat{\sigma}(q_i\bar{q}_j \rightarrow W) = A_{ij}M_W^2\delta(\hat{s} - M_W^2) \quad \text{où} \quad A_{ij} = \pi\frac{\sqrt{2}}{3}|V_{ij}|^2G_F \quad (2.18)$$

où \hat{s} est la racine carré de l'énergie dans le centre de masse du système partonique et V_{ij} est l'élément de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. La fonction δ est caractéristique du processus $2 \rightarrow 1$ considéré et force l'énergie du centre de masse de l'état initial à coïncider avec la masse du boson W .

En considérant la variable d'échelle τ et la rapidité y , l'intégration sur les fractions d'impulsions emportées par les partons (*cf.* relation 2.4) peut s'écrire : $dx_1dx_2 = d\tau dy$. De plus, la définition de la variable τ conduit à l'égalité : $d\tau\delta(\hat{s} - M_W^2) = 1/s$. Finalement, la section efficace de production de W à l'ordre le plus bas s'exprime en fonction de la luminosité partonique $\mathcal{L}_{ij}(\tau)$ telle que :

$$\sigma(LO) = \frac{\pi}{M_W^2} \sum_{i,j} A_{ij}\tau \underbrace{\int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} f_i(x)f_j(\tau/x)}_{\mathcal{L}_{ij}(\tau)} \quad (2.19)$$

Il est par ailleurs intéressant de noter que la section efficace de production des bosons W (ou Z) par Drell-Yan dans un collisionneur hadronique augmente avec l'énergie \sqrt{s} disponible dans le centre de masse. Il n'y a pas d'effet de seuil comme celui observé dans les collisionneurs électron-positron. En effet, plus l'énergie du système hadronique augmente (pp ou bien $p\bar{p}$), plus les valeurs des variables x_1 et x_2 nécessaire à la production d'un boson W (ou Z) sur sa couche de masse sont petites. Ainsi, la sensibilité dans les zones où la densité de partons est plus forte est augmentée. Mais, dans un collisionneur proton-proton, la luminosité partonique $\mathcal{L}_{u\bar{d}}$ est plus grande que $\mathcal{L}_{\bar{u}d}$. La production de W^+ est donc favorisée par rapport à celle du W^- .

En ce qui concerne les distributions angulaires, celles-ci reflètent la nature des faisceaux. En effet, au contraire de la production dans les collisionneurs $p\bar{p}$, la rapidité d'un boson W^\pm produit au LHC est symétrique par rapport à zéro. Par contre, les distributions respectives des W^+ et des W^- sont différentes. Celles-ci sont imposées par les valeurs privilégiées des facteurs d'échelle de Bjorken mis en jeu via la relation $x_{1,2} \simeq (M_W e^{\pm y})/\sqrt{s}$.

Le moment transverse des W (ou Z) ainsi produit est faible. Toutefois, des radiations de gluons dans l'état initial (ISR) peuvent avoir lieu (une illustration est donnée par la figure 2.17). Dans ce cas, la cinématique est différente et les résonances pro-

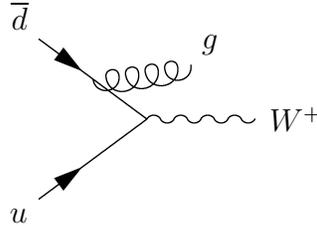


FIG. 2.17 – Diagramme de production d'un boson W^+ par l'annihilation d'une paire $u\bar{d}$ avec radiation d'un gluon dans l'état initial.

duites acquièrent une impulsion transverse plus élevée. Si le parton radié est détecté comme un jet, cet état final est appelé "W+1jet". Ces états finaux sont indiscernables de ceux induits par les diagrammes d'ordre supérieur de type $q\bar{q} \rightarrow W + g$ ou bien $g + q \rightarrow W + q$ (dénommé "QCD compton scattering") si aucune radiation dans l'état initial ou final n'a lieu. Les processus $u + g \rightarrow \bar{d} + W^+$ sont représentés sur la figure 2.18.



FIG. 2.18 – Diagrammes de production $u + g \rightarrow \bar{d} + W^+$ à l'ordre le plus bas ($\alpha_S \alpha$).

La section efficace inclusive de production de W (Z) accompagné de un jet au moins a été calculé à l'ordre 2 (NLO) alors que les sections efficaces exclusives de production de $W+n$ jets ($n=1, 2, 3, 4$) ont été calculé à l'ordre 1 (LO).

2.4.2 Simulation Monte Carlo

Les programmes Monte Carlo disponibles à l'heure actuelle sont optimisés pour reproduire au mieux les données du Tevatron via diverses approches. Le programme

PYTHIA ([51], [52]) combine au processus d'ordre le plus bas ($q_i\bar{q}_j \rightarrow W^\pm$) les éléments de matrices de l'ordre supérieur $q_i\bar{q}_j \rightarrow g + W^\pm$ et $q_i g \rightarrow q_j + W^\pm$. Cette approche reproduit bien les données obtenues par D0 auprès du TeVatron (*cf.* Fig. 2.19).

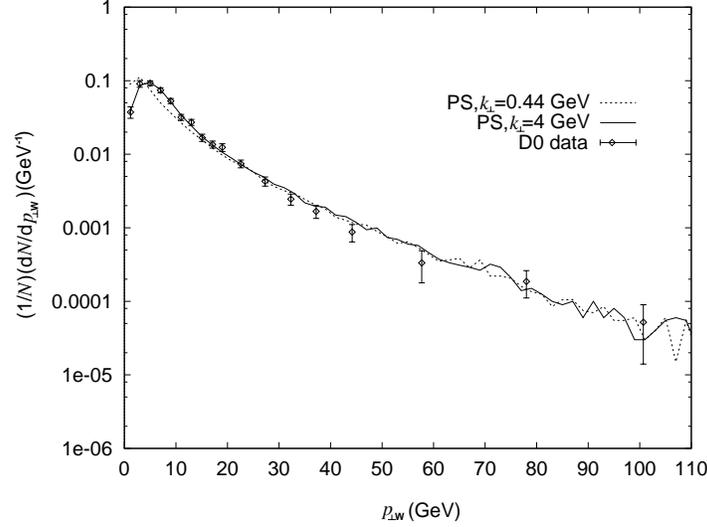


FIG. 2.19 – Impulsion transverse du boson W obtenue avec *PYTHIA* (version 6.115) comparée aux données collectées par l'expérience D0.

Les états finaux désirés sont finalement obtenus en convoluant la production d'un boson W (ou Z) et la désintégration de ce dernier. Par exemple, la section efficace totale de production d'une paire de leptons ($\tau^\pm; \nu_\tau$) via la production d'un boson W^\pm s'exprime telle que :

$$\sigma(pp \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau + X) = \sigma(pp \rightarrow W^\pm + X) \times BR(W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau) \quad (2.20)$$

Les largeurs partielles de désintégration des bosons W et Z étant connues (leur valeur sont présentées dans la table 2.3), il est aisé d'obtenir la section efficace inclusive du processus considéré.

Mode de désintégration du W^+ et taux d'embranchement		Mode de désintégration du Z^0 et taux d'embranchement	
$e^+\nu_e$	$(10.66 \pm 0.20) \%$	e^+e^-	$(3.367 \pm 0.005) \%$
$\mu^+\nu_\mu$	$(10.49 \pm 0.29) \%$	$\mu^+\mu^-$	$(3.367 \pm 0.008) \%$
$\tau^+\nu_\tau$	$(10.4 \pm 0.4) \%$	$\tau^+\tau^-$	$(3.371 \pm 0.009) \%$
hadrons	$(68.5 \pm 0.6) \%$	invisible	$(20.02 \pm 0.06) \%$
		hadrons	$(69.89 \pm 0.07) \%$

TAB. 2.3 – Modes de désintégration (et taux d'embranchement [38]) des bosons W^+ et Z^0 . Les modes de désintégration du W^- sont les conjugués de charge de ceux du W^+ .

La section efficace de production de bosons $pp \rightarrow W^\pm(+jets)$ au LHC, calculée avec la version 6.122 du programme PYTHIA et les fonctions de structure CTEQ4M, est estimée à la valeur : $\sigma_W = 176$ nb. Par conséquent, dans le mode de fonctionnement à basse luminosité du LHC, 176 bosons W^\pm seront produits par seconde, conduisant à l'obtention de 18.3 leptons τ^\pm par seconde, soit 183 millions pour une année de prise de données (*i.e.* pour une luminosité intégrée de $10fb^{-1}$). En ce qui concerne la haute luminosité, les nombres d'événements attendus sont décuplés.

Chapitre 3

Le détecteur ATLAS

La collaboration ATLAS est née de la fusion des collaborations ASCOT et EAGLE en 1992. Elle a donné son nom à l'un des deux détecteurs généralistes qui équipera le LHC. Les travaux de recherche et développement menés ont permis de concevoir un détecteur adapté au programme de physique envisagé par la collaboration tout en tenant compte des contraintes imposées par l'environnement du LHC. Ces deux points font l'objet de la première partie de ce chapitre. Dans la suite est brièvement décrit chacun des sous-ensemble constituant le détecteur. Le dernier point traite de l'architecture du système de déclenchement et de l'acquisition des données.

3.1 L'optimisation du détecteur

Dans ce paragraphe sont présentées les contraintes d'ordre physique et environnemental qui ont guidées la conception du détecteur ATLAS.

3.1.1 Contraintes physiques

La motivation principale du LHC est la compréhension de la brisure de symétrie électrofaible du modèle standard. Ainsi, la mise en évidence du bosons de Higgs du MS (*cf.* §2.2.3) et des bosons de Higgs du MSSM (H^\pm , H^0 , h^0 , A^0) a jalonné la conception générale du détecteur ATLAS. En particulier, une haute résolution de la mesure des électrons, des photons et des muons ($H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$), une haute précision sur la recherche de vertex secondaire pour les leptons τ ($A/H \rightarrow \tau\tau$) et l'étiquetage des b , une haute résolution de la calorimétrie pour les jets et l'énergie transverse manquante (dont dépend fortement la précision de la masse reconstruite du système $\tau\tau$) sont essentielles pour explorer l'ensemble du domaine de masse accessible.

Mais, l'énergie et la luminosité disponibles au LHC offrent un plus large programme de physique qui s'étend de la mesure précise d'objets connus jusqu'à l'exploration des

nouvelles échelles d'énergie. Le riche programme de physique envisagé par la collaboration ATLAS ne se borne donc pas exclusivement aux bosons de Higgs. Les divers thèmes de ce programme imposent des contraintes fortes, parmi lesquelles :

- la recherche de particules supersymétriques impose une excellente herméticité du détecteur (essentielle pour la détermination de l'énergie transverse manquante) ainsi que les performances de l'étiquetage des jets de b à haute luminosité.
- la recherche de bosons de jauge lourds ($W' \rightarrow e\nu$ et $Z' \rightarrow e^+e^-$) dicte les caractéristiques sur la résolution de la mesure des leptons et l'efficacité d'identification de la charge sur une dynamique allant jusqu'à quelques TeV.
- la nécessité de mesurer des jets de haute p_T avec une excellente linéarité de la réponse est justifiée par les signatures caractéristiques de quarks composites.
- les mesures de précision telles que la masse du boson W ou du quark top imposent le contrôle précis de l'échelle d'énergie des leptons et des jets.
- la physique du B requiert la reconstruction précise de vertex secondaires et la reconstruction complète des états finaux avec des particules de basse p_T .

Par ailleurs, les sections efficaces de ces processus sont petites. Il est donc nécessaire d'opérer à haute luminosité et par conséquent, d'optimiser la résolution des sous-détecteurs dans un environnement extrêmement dense.

3.1.2 Contraintes d'environnement

Le LHC offre un environnement très complexe dû à l'empilement des événements. Ce phénomène est lié à la luminosité du collisionneur (plusieurs interactions proton-proton ont lieu à chaque croisement de paquets) et au temps de réponse du détecteur. Il constitue un fond pour l'extraction des données intéressantes et tout particulièrement lorsque le collisionneur fonctionnera à sa luminosité nominale. L'appareillage utilisé doit donc être optimisé en tenant compte de ces contraintes.

Phénomène d'empilement

A $\sqrt{s}=14$ TeV, la section efficace σ totale de collisions inélastiques proton-proton est 80 mb (*cf.* §2.1). Le taux d'événements attendus T est donné par la relation :

$$T = \sigma \times \mathcal{L} \tag{3.1}$$

En phase de haute luminosité ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), le taux d'événement est donc de l'ordre de 10^9 Hz, soit de un événement par nanoseconde. Par ailleurs, les paquets de protons (10^{11} protons/paquet) se croisent toutes les 25 ns. Ainsi, en moyenne, 25 interactions proton-proton ont lieu simultanément à chaque croisement de paquets. La fréquence d'occurrence des collisions dures étant faible par rapport à celle des collisions inélastiques, la probabilité pour que deux collisions dures se superposent est négligeable. Des événements de biais minimum (dont la phénoménologie est présentée

au paragraphe 2.1.5) s'empilent donc sur les événements intéressants. Des estimations précises (rendant compte de la structure fine des faisceaux en temps et en espace et de la luminosité du collisionneur) montrent que lors de la collision dure de deux protons 23 événements de biais minimum en moyenne lui seront superposés en phase de haute luminosité. Cet empilement a des effets majeurs qui s'étendent de la conception même du détecteur à l'extraction des données intéressantes[†]. A basse luminosité, ce phénomène est moins contraignant puisque 10 fois moins d'événement sont alors superposés.

Les événements d'empilement abordés ci-dessus s'accroissent dans un croisement de paquets. Le phénomène d'empilement est par ailleurs augmenté par les événements (qui sont également des événements de biais minimum) issus de croisements de paquets précédents ou bien intégrés pendant le temps de montée de la réponse du détecteur. Les premiers sont présents quelque soit le temps de réponse du détecteur (même dans le cas où il est infiniment court) alors que les seconds dépendent de cette caractéristique.

Conception des détecteurs

Les événements superposés sont un défi pour la conception des détecteurs auprès du LHC. Ce phénomène d'empilement constant a trois conséquences majeures.

La réponse des détecteurs doit être extrêmement rapide afin de ne pas intégrer les signaux sur un grand nombre de croisement de paquets et de réduire au maximum le nombre d'événements empilés. Le temps de réponse typique des détecteurs est de l'ordre de 20 à 50 ns, ce qui correspond à l'intégration de un à deux croisement de paquets. De tels temps requièrent une électronique de lecture de haute performance. Par ailleurs, les chaînes de lecture doivent disposer de files d'attente afin de stocker l'information de chacun des sous-détecteurs pendant les prises de décision du système de déclenchement afin de n'introduire aucun temps mort.

De plus, la granularité du détecteur doit être optimisée afin de réduire la probabilité que des particules issus des événements de biais minimum empilés ne simulent un objet intéressant (comme un amas calorimétrique pourrait simuler un photon par exemple). Cet effet peut être réduit d'une part, en adaptant la taille des cellules (de plus en plus petite sur l'avant[‡] des détecteurs) et d'autre part, en imposant une grande granularité. Mais une fine segmentation impose un nombre de canaux de lecture considérable dont les conséquences se manifestent en terme de coût et de maîtrise du détecteur (inter-calibration).

[†]Bien que les particules produites dans les événements de biais minimum soient préférentiellement émises sur l'avant du détecteur (*cf.* §2.1.5), cette superposition se matérialise à haute luminosité par la présence de environ 10^3 particules chargées dans la zone de pseudo rapidité centrale $|\eta| < 2.5$ (zone de mesure de précision) et d'autant de particules neutres.

[‡]La densité de particules est relativement homogène pour $|\eta| < 4$. Comme le même taux d'occupation des cellules est souhaité, celles-ci sont conçues en conservant une valeur de $\Delta\eta$ constante. Puisque $\Delta\eta = \Delta\theta/\sin\theta$, les cellules sont de plus en plus petites vers l'avant (*i.e.* à grand θ).

Le troisième point est lié à la tenue du détecteur aux radiations. Le taux élevé de collisions et le nombre élevé de particules produites (en particulier sur l'avant des détecteurs) induisent un fort taux de radiation. Les radiations endommagent les matériaux actifs et passifs, ainsi que l'électronique de lecture et peuvent conduire à des mesures éronnées. De par la cinématique des événements d'empilement, les niveaux de radiations diminuent en $1/R^2$ (défini par rapport à l'axe des faisceaux) et augmentent avec la pseudo rapidité. Ce flux, intégré sur les dix années de fonctionnement prévues à haute luminosité, s'élèvent à 10^{17} neutrons cm^{-2} et 10^7 Gy dans les parties les plus avant des détecteurs. Cet effet a été pris en compte lors de la conception des détecteurs qui peuvent supporter les doses intégrées sur toute la durée de fonctionnement du LHC.

3.2 Description générale de l'appareillage

Le détecteur ATLAS, dont la figure 3.1 donne une description générale, a une symétrie de révolution autour de l'axe des faisceaux. Sa longueur et son diamètre sont respectivement ~ 50 m et ~ 25 m (son poids est de ~ 7000 tonnes). Le détecteur

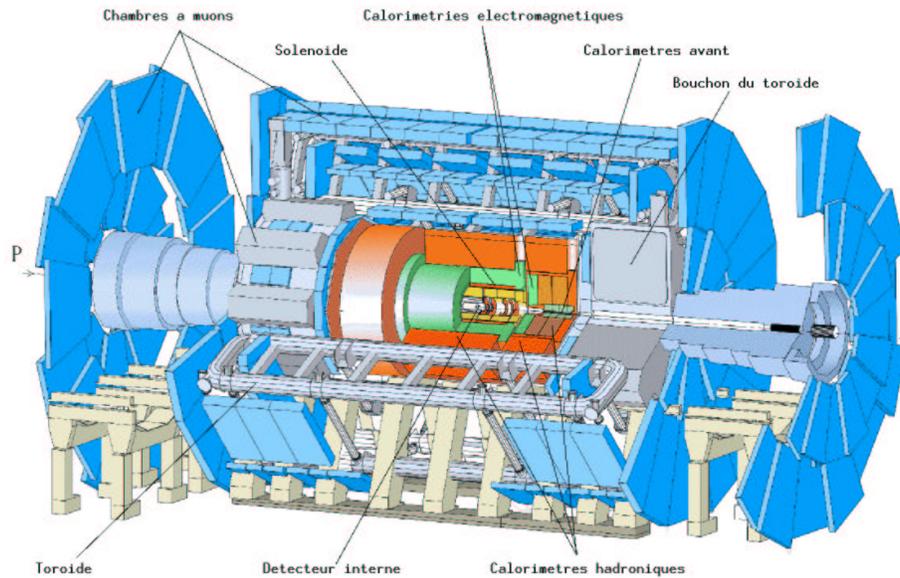


FIG. 3.1 – *Vue éclatée du détecteur ATLAS.*

est formé de sous-structures (qui ont un rôle de détection dédié). Depuis le point d'interaction jusqu'à l'extérieur sont disposés : le détecteur de traces, le solénoïde supra-conducteur, les calorimètres électromagnétique et hadronique, le toroïde à air

et le spectromètre à muons. Dans la suite sont sommairement présentés chacun de ces sous-détecteurs. Tous ces appareillages et leurs performances sont décrits précisément dans les TDR (Technical Design Report) de la collaboration ATLAS [53]-[62].

3.3 Le détecteur interne

Le détecteur de trace (ou détecteur interne) est placé au plus proche du point d'interaction. Celui-ci doit être opérationnel même à haute luminosité. Il doit permettre une mesure précise de l'impulsion des électrons ainsi que l'étiquetage des leptons τ et des jets issus des quarks b , ainsi qu'une bonne identification des γ et des e^\pm lorsqu'il est combiné à la calorimétrie.

3.3.1 Performances requises

Les spécifications du détecteur interne sont énumérées ci-dessous. Elles sont valides pour la basse luminosité et la haute luminosité. Cependant, pendant la phase de prises de données à basse luminosité, le flot de particules sera moindre, permettant de plus grandes exigences et par conséquent des critères plus sévères, plus particulièrement dédiés à la physique du B. Ceux-ci sont résumés dans le dernier point.

Spécifications de base

- couverture angulaire : $|\eta| \leq 2.5$;
- nombre de mesure de précision ≥ 5 et nombre de mesures continues ≥ 36 ;
- résolution sur l'impulsion transverse : $\sigma(p_T)/p_T = (5 \times 10^{-4} p_T \oplus 0.012) \times 10^{-2}$ avec p_T exprimé en GeV ;
- résolution sur l'angle polaire : $\sigma(\theta) \leq 2$ mrad ;
- résolution sur les vertex primaires $\sigma(z) \leq 1$ mm avec au moins quatre traces.

Spécifications sur la reconnaissance de forme

- efficacité de reconstruction de traces isolées de $p_T > 5$ GeV supérieure à 95%, avec moins de 1% de fausses traces ;
- efficacité de reconstruction des traces de $p_T > 1$ GeV dans un cône de rayon $\Delta R^\dagger \leq 0.25$ centré sur une trace isolée de haut p_T supérieure à 90%, avec moins de 10% de fausses traces.

Spécificités sur l'identification des traces

- efficacité de reconstruction des e^\pm de $p_T \geq 7$ GeV supérieure à 90% en considérant l'efficacité du déclenchement et les effets du rayonnement de freinage ;

$^\dagger \Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$

- efficacité de reconstruction d'électrons secondaires de $p_T > 0.5$ GeV, autour d'un candidat électron de haut p_T supérieure à 90% ;
- en combinant le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique : efficacité d'identification des photons supérieure à 85%, avec un taux de réjection des électrons supérieur à 500 et une réjection des π^0 isolés supérieure à trois ;
- reconstruction précise de vertex secondaires provenant de la désintégration de mésons beaux ;
- efficacité d'étiquetage des jets de b (grâce aux vertex déplacés) supérieure à 40% pour une réjection des jets de saveur différente supérieure à 50.

Spécificités dédiées à la basse luminosité

- efficacité de reconstruction de toutes les traces de $p_T > 0.5$ GeV issues du vertex primaire et celles de temps de vie bref issues du vertex secondaire supérieure à 95% ;
- efficacité de reconstruction des électrons de $p_T \geq 1$ GeV supérieure à 70% ;
- efficacité de reconstruction des produits de désintégration des K_0^S de $p_T \simeq 5$ GeV supérieure à 90% pour un rayon de production inférieur à 50 cm ;
- efficacité d'étiquetage des jets de b supérieure à 50% pour une réjection des jets de saveurs différentes supérieure à 50.

3.3.2 Description

Le détecteur interne est plongé dans un champ magnétique de 2 teslas fourni par un solénoïde. Sous l'action de ce champ, la trajectoire des particules chargées est incurvée dans le plan transverse. La mesure du rayon de courbure permet la détermination de leur impulsion et de leur charge. Le détecteur interne est constitué de deux types d'appareillage : des détecteurs de hautes résolutions (couches de précision) situés au voisinage du point d'interaction et des détecteurs permettant de recueillir un grand nombre de point de mesures pour chaque trajectoire (détecteur à radiation de transition). La reconstruction des trajectoires est ainsi assurée pour un nombre de points de mesures de l'ordre de 40. Le détecteur interne a une forme cylindrique (*cf.* Fig. 3.2) qui couvre l'intervalle de pseudo rapidité $|\eta| \leq 2.5$. Sa longueur totale est de 7 m pour un rayon externe de 1.15 m.

Les couches de précision

La reconstruction précise des traces et des vertex est assurée par deux technologies : les détecteurs à pixels et les détecteurs à micro-pistes au silicium. Le nombre de ces détecteurs est faible afin de limiter les interactions des particules avec la matière qui détérioreraient la précision des mesures. Cependant, quelle que soit la trajectoire de la particule chargée, ces détecteurs permettent de reconstruire au moins quatre points de chaque trajectoire dans l'acceptance du détecteur interne.

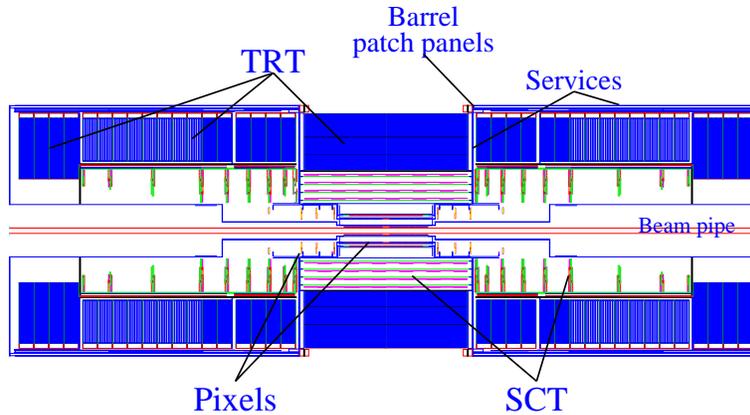


FIG. 3.2 – Coupe transversale du détecteur interne.

Les détecteurs de vertex à pixels de silicium sont situés au plus proche du point d'interaction. Une première couche cylindrique centrale (appelée "B-layer") est située à $R=5$ cm de l'axe des faisceaux à basse luminosité. Cette couche est dédiée à la détermination de vertex secondaires. A haute luminosité, cette couche devra être remplacée périodiquement car le fort taux de radiation ambiant l'endommagera. Deux couches cylindriques centrales supplémentaires (à $R=11.5$ cm et $R=16.5$ cm) et huit disques double face sont répartis dans l'acceptance. L'ensemble est formé de 10^8 pixels (dont la taille individuelle est $50 \times 300 \mu\text{m}^2$) conduisant à un faible taux d'occupation (de l'ordre de 10^{-4}).

Des détecteurs à micropistes au silicium (SCT) ont été choisis pour compléter les pixels. Ceux-ci offrent une résolution moindre (*cf.* table 3.1) mais leur coût permet de couvrir des surfaces plus étendues que les pixels, tout en maintenant une granularité suffisante. Ils sont composés de quatre couches cylindriques centrales (à $R=30, 35, 45$ et 50 cm de l'axe du faisceau) et de 18 disques qui ferment la couverture en pseudo rapidité.

Sous-Système	Position	Surface (m ²)	Résolution (μm)	Canaux (10^6)	Couverture en $ \eta $
Pixels	1 couche centrale	0.2	$R_\phi=12, z= 66$	16	0.0-2.5
	2 couches centrales	1.4	$R_\phi=12, z= 66$	81	0.0-1.7
	8 disques	0.7	$R_\phi=12, z= 77$	43	1.7-2.5
SCT	4 couches centrales	34.4	$R_\phi=16, z=580$	3.2	0.0-1.4
	18 disques	26.7	$R_\phi=16, z=580$	3.0	1.4-2.5
TRT	pailles centrales		170/paille	0.10	0.0-0.7
	pailles radiales		170/paille	0.32	0.7-2.5

TAB. 3.1 – Caractéristiques des sous-systèmes constituant le détecteur interne.

Les détecteurs à rayonnement de transition

Les détecteurs à rayonnement de transition (TRT) combinent le phénomène du rayonnement de transition à la technique de chambre à dérive. Les rayons X émis par le passage de particules ultra relativistes dans le milieu radiateur (feuilles de polypropylène) sont détectés (par la collection des charges produites par ionisation) dans 64 couches de tubes à dérives de 4 mm de diamètre appelés pailles. Comme peu de matière est présente, de grands volumes peuvent être instrumentés. Un grand nombre de points de mesure est donc possible sur toute la trajectoire assurant le suivi quasi continu des traces.

Dans la partie centrale (entre $R=60$ cm et $R=110$ cm), l'orientation des pailles est axiale. La localisation en z est donc limitée. Les parties avant sont chacune constituée de 18 groupes de pailles radiales, permettant une meilleure localisation en z . Le taux d'occupation de ce détecteur est affecté par la luminosité.

Le TRT assure trois fonctions : l'identification des électrons par rapport aux hadrons chargés (l'énergie du rayonnement de transition étant beaucoup plus élevée dans le cas d'un électron), l'identification des paires d'électrons ($\gamma \rightarrow e^+e^-$ et $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$) et la trajectographie des particules chargées grâce à plus de 36 points de mesures.

3.3.3 Performances établies

Dans ce paragraphe sont abordées les performances principales du détecteur interne et en particulier celles liées à la résolution en impulsion.

Résolution des paramètres de traces

Les résolutions sur les paramètres des traces (p_T^{-1} , ϕ , d_0 , $\cot\theta$ et z_0) sont limitées par divers facteurs : la résolution intrinsèque des sous-systèmes, la présence de matériel, la non-uniformité du champ magnétique et la dimension radiale de la cavité (limitant le bras de levier).

- Le matériel présent dans le détecteur interne (*cf.* Fig. 3.3) favorise l'interaction des particules qui le traversent, ce qui dégrade la résolution des paramètres de traces. Ce matériel est généralement estimé en longueur de radiation[†] (X_0).
- Pour des raisons géométriques, au-delà de $|\eta| \geq 1.85$ les particules quittent le détecteur interne après avoir parcouru une distance radiale moindre que pour de plus faible valeur de $|\eta|$. L'intégrale du champ magnétique parcouru est donc plus faible, ayant pour conséquence de diminuer la précision sur la mesure.

[†]La longueur de radiation permet de quantifier les pertes d'énergies par rayonnement de freinage d'un électron et la probabilité de création de paire. L'énergie moyenne perdue par rayonnement de freinage par un électron d'énergie E_i est donnée par : $-(dE/dx)_{brem} = E_i/X_0$. Ainsi, lorsqu'un électron traverse X_0 il perd $1 - (1/e)$, *i.e.* 63% de son énergie. La probabilité pour qu'un photon donne une paire e^+e^- est $7/9 X_0$.

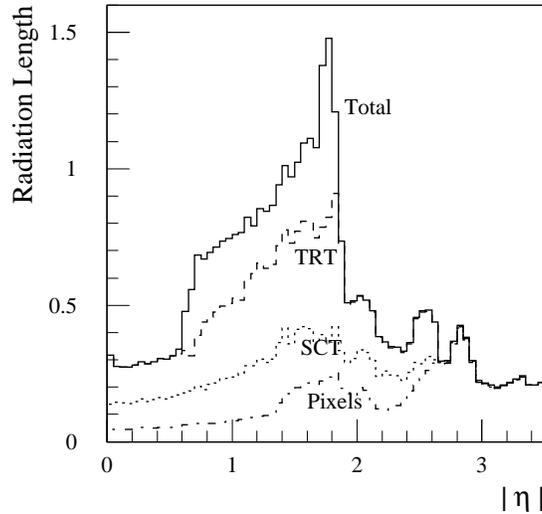


FIG. 3.3 – *Distribution cumulée du matériel dans le détecteur interne en unité de longueur de radiations en fonction de η , incluant les pixels (avec la "B-layer" et le tube des faisceaux), les SCT, les TRT et les services.*

– De plus, les composantes longitudinale et transversale du champ magnétique ne sont pas uniformes, et particulièrement pour des grandes valeurs de pseudo rapidité. Ceci dégrade la résolution en ϕ et en $1/p_T$ (elle devient jusqu'à 40% moins bonne à $|\eta| = 2.5$) mais peu la résolution des autres paramètres de traces. A haute luminosité, ces résolutions sont légèrement dégradées. Des paramétrisations des résolutions des paramètres de traces sont disponibles. Les relations 3.2 à 3.4 expriment par exemple les résolutions sur $1/p_T$, ϕ et $\cot \theta$ en fonction de p_T (en GeV) et θ . Celles-ci ont été obtenues à basse luminosité pour des muons en incluant une description du champ magnétique solénoïdal. La figure 3.4 illustre la résolution de l'impulsion des muons obtenues pour différentes valeurs d'impulsions transverses.

$$\sigma(p_T^{-1}) \simeq 0.36 \oplus \frac{13}{p_T \sqrt{\sin \theta}} \quad (\text{TeV}^{-1}) \quad (3.2)$$

$$\sigma(\phi) \simeq 0.075 \oplus \frac{18}{p_T \sqrt{\sin \theta}} \quad (\text{mrad}) \quad (3.3)$$

$$\sigma(\cot \theta) \simeq 0.70 \times 10^{-3} \oplus \frac{2.0 \times 10^{-3}}{p_T \sqrt{\sin^3 \theta}} \quad (3.4)$$

Les pions ont une probabilité comprise entre 10% et 20% d'interagir de façon nucléaire ce qui complique leur reconstruction (perte de traces, queues de distributions). Il faut donc appliquer des critères de qualité. L'efficacité de reconstruction est donc plus faible que dans le cas des muons mais la résolution des paramètres de traces est semblable (*cf.* Fig. 3.5). Les électrons perdent leur énergie par rayonnement de freinage. Les résolutions sont donc fortement dégradées.

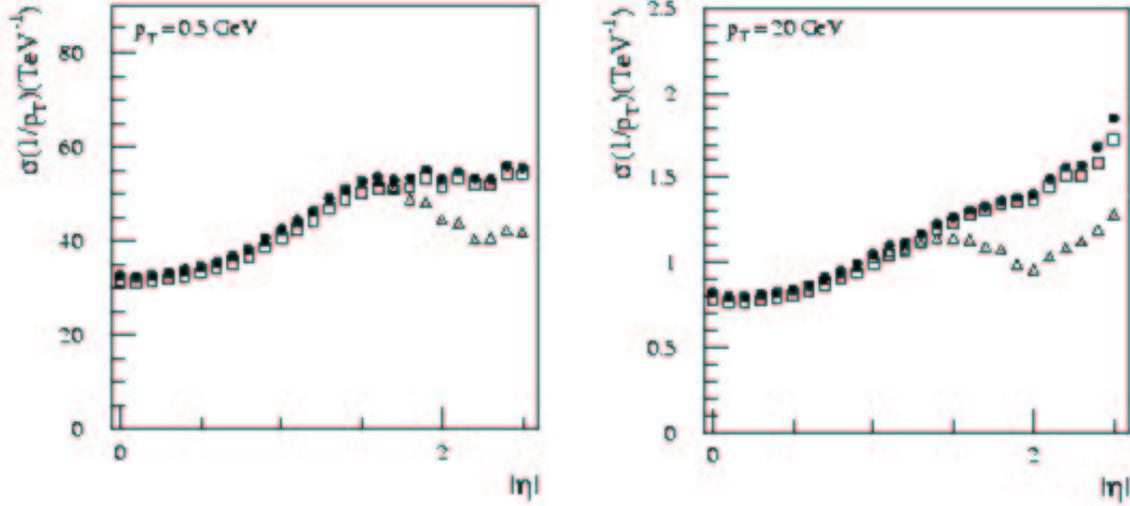


FIG. 3.4 – Résolution en impulsion transverse en fonction de $|\eta|$ pour des muons de différents p_T . Les résultats sont montrés pour une description complète du champ magnétique sans (symboles circulaires) et avec (symboles carrés) contrainte sur la position du faisceau, et pour un champ uniforme de 2 teslas sans contrainte sur le faisceau (symboles triangulaires).

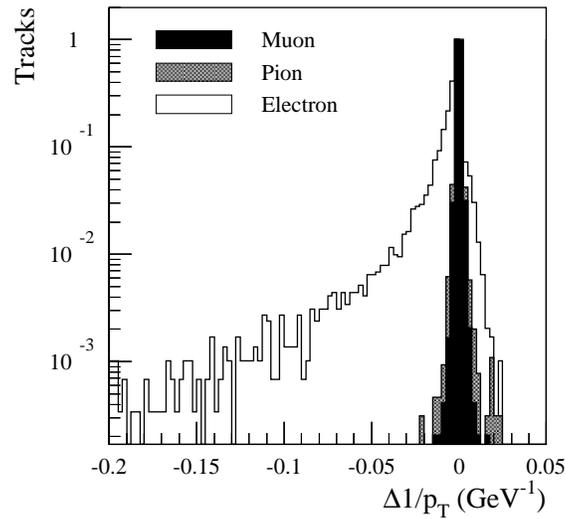


FIG. 3.5 – Différence entre l'inverse des impulsions transverses générée et reconstruite pour des e^- , des μ^- et des π^- isolés de 20 GeV.

Efficacité de reconstruction des traces

Le détecteur interne est un détecteur performant. A haut p_T ($p_T \geq 20$ GeV), les muons sont reconstruits avec une efficacité de 99%. Celle des électrons et des pions est de 95% environ. Ces résultats sont très peu affectés par les effets de bruit et par l'empilement à haute luminosité. Pour une faible valeur de l'impulsion transverse ($p_T=1$ GeV), l'efficacité de reconstruction des muons, des pions et des électrons est respectivement de 97%, 84% et 76%. Dans ce cas, l'empilement dégrade les performances.

3.4 La calorimétrie

Le système calorimétrique a plusieurs rôles. D'une part, il doit assurer l'identification et les mesures des électrons et des photons (pour la partie électromagnétique). D'autre part, il doit permettre de reconstruire et mesurer l'énergie des jets (en combinant la partie hadronique). Il doit également couvrir une large couverture angulaire ($|\eta| < 5$) pour ne pas dégrader la mesure de l'impulsion transverse manquante. Par ailleurs, la calorimétrie est le seul système de mesure dont la résolution intrinsèque augmente avec l'énergie. Son rôle est donc essentiel à l'énergie du LHC.

3.4.1 Performances requises

Outre les spécificités imposées par le phénomène d'empilement (*cf.* §3.1.2) en terme de rapidité de réponse, de tenue aux radiations et de granularité, les caractéristiques satisfaites par la calorimétrie électromagnétique et hadronique sont présentées. Celles-ci n'ont pas un caractère exhaustif. En particulier les contraintes liées au bruit électronique ne sont pas citées (notons toutefois que celles-ci sont plus contraignantes pour la partie électromagnétique de par le grand nombre de canaux de lecture).

La calorimétrie électromagnétique

- la segmentation longitudinale est obtenue par un découpage en deux ou trois compartiments de façon à améliorer l'identification des particules et l'épaisseur totale à $\eta=0$ doit atteindre 24 longueurs de radiation pour contenir les gerbes ;
- la granularité transverse doit être grande : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.03 \times 0.03$ à $|\eta| < 2.5$ (identification des particules, mesure de position, rapidité de la réponse, bas bruit, résolution en énergie) ;
- la reconstruction des électrons doit être assurée dans une gamme d'énergie variant de 1-2 GeV à 5 TeV (désintégration des bosons Z' ou W') ;
- le terme d'échantillonnage de la résolution en énergie doit être inférieur à $\sim 10\%$ et le terme constant (dominant à haute énergie) doit être inférieur à $\sim 1\%$ sur le domaine d'énergie 10-300 GeV ;

- une excellente résolution sur la mesure de l’angle polaire des gerbes électromagnétiques ($50 \text{ mrad}/\sqrt{E/\text{GeV}}$) est nécessaire ;
- la connaissance de l’échelle d’énergie électromagnétique doit être de l’ordre de 0.1% pour assurer la mesure de la masse du boson de Higgs avec une précision de $\sim 200 \text{ MeV}$ dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$; cette précision est satisfaisante pour la plupart des buts physiques de la collaboration à l’exception de la mesure de la masse du W à basse luminosité pour laquelle la précision requise est de 0.02% ;
- la linéarité de la réponse doit être meilleure que 0.5% jusqu’à des valeurs de l’énergie de 300 GeV ;
- la présence d’un détecteur finement segmenté permettra de distinguer les 2 photons superposés issus de la désintégration d’un π^0 isolé de haut p_T produit dans la fragmentation des jets d’un photon isolé (séparation γ -jet) ;

La calorimétrie hadronique

- le domaine de pseudo rapidité couvert est $|\eta| < 5$;
- la segmentation longitudinale est obtenue par un découpage en trois compartiments (identification des particules et amélioration de la résolution en énergie en appliquant une pondération dans le calorimètre non compensé) et l’épaisseur totale doit excéder dix longueurs d’interaction[†] (λ) pour contenir les gerbes ;
- la granularité transverse doit être :

$$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1 \quad |\eta| < 3 \quad (3.5)$$

$$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2 \quad 3 < |\eta| < 5 \quad (3.6)$$

- la résolution en énergie doit être suffisante pour permettre notamment une bonne mesure de l’énergie des jets et de l’énergie transverse manquante :

$$\Delta(E)/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\% \quad |\eta| < 3 \quad (3.7)$$

$$\Delta(E_T)/E_T = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\% \quad 3 < |\eta| < 5 \quad (3.8)$$

- linéarité de l’échelle d’énergie des jets à 2% jusqu’à des énergies de l’ordre de quatre TeV (compositivité des quarks) ;

3.4.2 Description des calorimètres

La calorimétrie du détecteur ATLAS (dont une vue en perspective est proposée sur la figure 3.6) comporte une partie électromagnétique elle-même contenue dans la partie hadronique. La zone centrale ($|\eta| < 3.2$) est composée d’une partie tonneau et

[†]La longueur d’interaction λ est une quantité utilisée pour décrire les dimensions des gerbes hadroniques. Elle est définie comme le libre parcours moyen entre deux interactions inélastiques successives.

de bouchons. L'ensemble est fermé par des calorimètres avant ($3.1 < |\eta| < 4.9$) dans le but de compléter la couverture angulaire. Les caractéristiques principales de chacun des sous-détecteurs sont reportées dans le tableau 3.2.

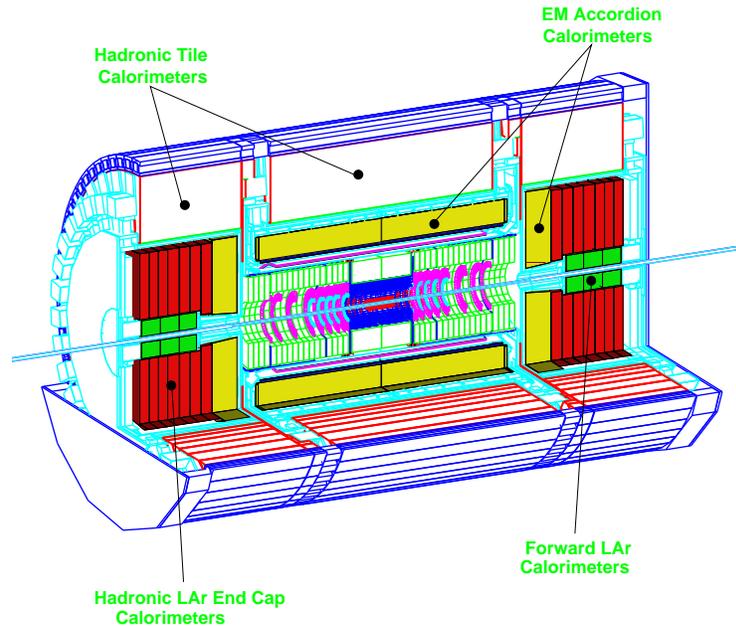


FIG. 3.6 – *Vue en perspective des calorimètres du détecteur ATLAS.*

La calorimétrie électromagnétique

Les calorimètres électromagnétiques (ECAL) du détecteur ATLAS sont à échantillonnage : ils sont constitués de couches successives d'un matériau dense où la gerbe se développe (absorbeur) et d'un matériau permettant la détection des particules d'ionisation issues de la gerbe (milieu actif). Le milieu actif choisi est de l'argon liquide (LAr). Ce matériau possède les propriétés nécessaires de stabilité dans le temps et de résistance aux radiations. Le milieu absorbeur, constitué de plaques de plomb, et les électrodes de lecture ont une direction parallèle à celle des particules incidentes et sont pliés en accordéons dans une géométrie projective, comme le montre la figure 3.7. Le rapport d'échantillonnage est maintenu constant tout au long du développement de la gerbe en adaptant l'angle de pliage. La géométrie en accordéons, dont la motivation première est l'obtention d'une réponse rapide, permet par ailleurs de restreindre le nombre de connexions et d'espaces morts entre les électrodes. En outre, une parfaite herméticité en ϕ est assurée par cette géométrie.

ECAL	Tonneau	Bouchons	
Couverture	$ \eta < 1.475$	$1.375 < \eta < 3.2$	
Segmentation	3 samplings	2 samplings	$1.375 < \eta < 1.5$
		3 samplings	$1.5 < \eta < 2.5$
		2 samplings	$2.5 < \eta < 3.2$
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ Sampling 1	0.003×0.1	0.025×0.1	$1.375 < \eta < 1.5$
		0.003×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
		0.004×0.1	$1.8 < \eta < 2.0$
		0.006×0.1	$2.0 < \eta < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ Sampling 2	0.025×0.025	0.025×0.025	$1.375 < \eta < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ Sampling 3	0.003×0.1	0.025×0.1	$1.375 < \eta < 1.5$
	0.05×0.025	0.05×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$
	0.003×0.1	0.025×0.1	$1.375 < \eta < 1.5$
Presampler	Tonneau	Bouchons	
Couverture	$ \eta < 1.52$	$1.5 < \eta < 1.8$	
Segmentation	1 sampling	1 sampling	
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ Sampling 1	0.025×0.1	0.025×0.1	
TileCal	Tonneau	Tonneaux Etendus	
Couverture	$ \eta < 1.0$	$0.8 < \eta < 1.7$	
Segmentation	3 samplings	3 samplings	
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ Sampling 1	0.1×0.1	0.1×0.1	
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ Sampling 2	0.1×0.1	0.1×0.1	
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ Sampling 3	0.2×0.1	0.2×0.1	
Hadronique LAr		Bouchons	
Couverture		$1.5 < \eta < 3.2$	
Segmentation		4 samplings	
$\Delta\eta \times \Delta\phi$		0.1×0.1	$1.5 < \eta < 2.5$
		0.2×0.2	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimètres Avant		Avant	
Couverture		$3.1 < \eta < 4.9$	
Segmentation		3 samplings	
$\Delta\eta \times \Delta\phi$		$\sim 0.2 \times 0.2$	

TAB. 3.2 – Couverture angulaire, segmentation longitudinale et granularité en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de l'ensemble des calorimètres.

Les électrodes de lecture recueillent le signal électrique induit par la dérive des électrons d'ionisations. Leur temps de dérive est de ~ 450 ns mais le signal triangle d'ionisation après sa mise en forme bipolaire (caractéristique des cellules d'argon liquide) a un temps de montée de ~ 40 ns. Une partie seulement du signal est intégrée et l'effet d'empilement est de l'ordre de deux fois celui auquel serait sensible un détecteur qui verrait un unique croisement de paquets.

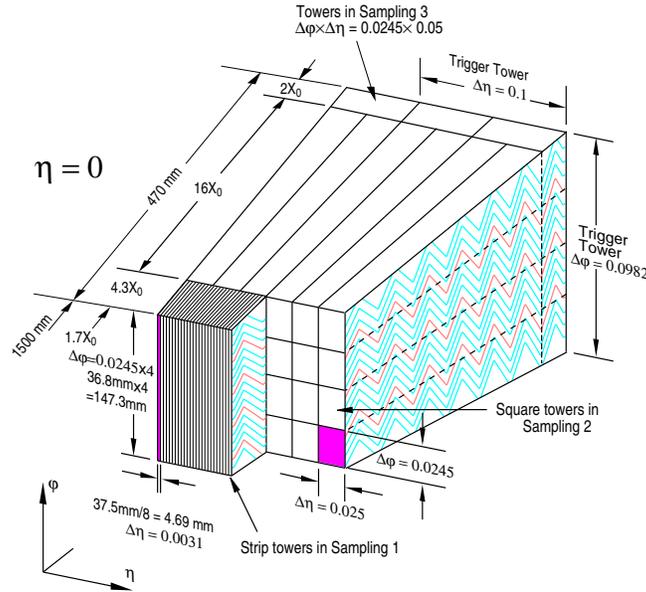


FIG. 3.7 – Description du calorimètre à argon liquide en accordéons à $\eta=0$.

Le ECAL est constitué de trois éléments (cf. Fig. 3.8) : un calorimètre central comprenant deux demi-tonneaux identiques ($|\eta| < 1.475$) et deux calorimètres bouchons ($|\eta| < 3.2$). La partie centrale est contenue dans un cryostat destiné à maintenir la température de l'argon liquide constante. Chaque bouchon possède un cryostat indépendant qui enferme également le calorimètre hadronique à argon liquide et les calorimètres très à l'avant. Dans la région $|\eta| < 1.8$, le calorimètre EM est précédé par une couche de pré-échantillonnage, installée immédiatement après le mur froid du cryostat. Il permet de corriger l'énergie perdue dans les zones traversées en aval des calorimètres (cryostat et bobine). L'ensemble est contenu dans un cylindre de longueur et de diamètre externes respectifs 13.3 m et 2.25 m.

En profondeur le calorimètre central est découpé en trois compartiments obtenus par le découpage des électrodes de lecture. Sa longueur totale est supérieure à $24 X_0$ de façon à contenir l'ensemble des gerbes. La longueur totale du premier compartiment est de $6 X_0$. Il est très finement segmenté en pseudo rapidité ($\Delta\eta = 0.0031$). Ceci permet de déterminer précisément l'allure du pied de gerbe et en particulier de distinguer un photon d'un pion neutre. Le deuxième compartiment a une longueur de $16 X_0$. Il permet de mesurer le maximum de l'énergie d'une gerbe électromagnétique. Le dernier

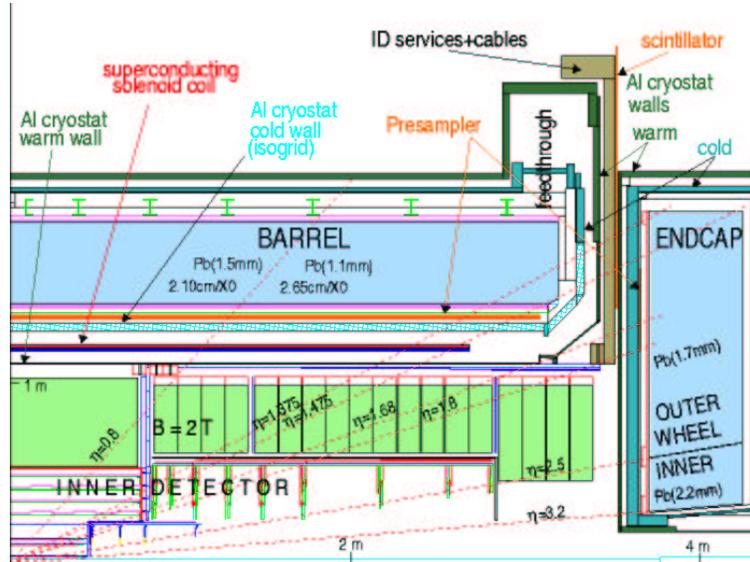


FIG. 3.8 – Vue en coupe du détecteur interne et des calorimètres électromagnétique pour les valeurs positives de la pseudo rapidité.

compartiment n'a pas une épaisseur constante mais celle-ci est maintenue à une valeur excédant $2 X_0$. Il permet de mesurer la queue des gerbes de haute énergie.

Les bouchons utilisent la même technique accordéon que la partie tonneau mais l'accordéon est en "éventail". La longueur totale du calorimètre est supérieure à $26 X_0$. Dans la zone de transition tonneau-bouchon, la matière devant le calorimètre est maximale (elle peut atteindre $8X_0$). Une couche de scintillateur est disposée entre les 2 cryostats dans cette région (jusqu'à $|\eta| < 1.6$, avec une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$). Elle permet de corriger l'énergie perdue et la zone critique est ainsi réduite à $1.37 < |\eta| < 1.55$.

La calorimétrie hadronique

Deux types de détecteurs sont employés pour la calorimétrie hadronique : un calorimètre à tuiles scintillantes (TILECAL) qui occupe la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.7$) et des calorimètres à argon liquide qui complète la couverture en pseudo rapidité jusqu'à $|\eta| < 4.9$.

Le calorimètre à tuiles scintillantes Le TILECAL est constitué d'une partie tonneau (d'une longueur de 5.6 m) et de deux tonneaux étendus (d'une longueur de 2.65 m chacun). Chacun de ces sous-systèmes est constitué de 64 modules trapézoïdaux (l'un d'eux est schématisé sur la Fig. 3.9) qui définissent la granularité en azimut. L'ensemble est contenu dans un cylindre de rayons interne et externe 2.3 m et 4.3 m

respectivement. La zone de transition entre la partie centrale et les tonneaux étendus (nécessaire au passage de cables et de matériel) est partiellement instrumentée avec la même technologie.

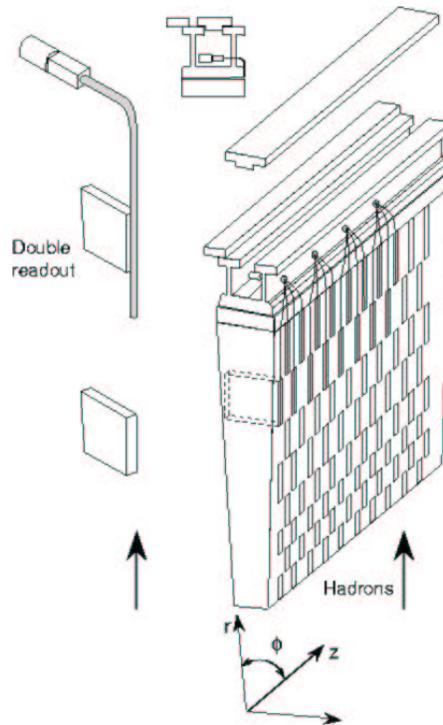


FIG. 3.9 – *Principe de fonctionnement du TILECAL.*

Son principe de fonctionnement est celui des calorimètres à échantillonnage. Il est basée sur la disposition de tuiles de scintillateurs (milieu actif) dans une matrice de fer (absorbeur). Les tuiles scintillantes sont constituées de polystyrène dopé qui a la propriété d'émettre de la lumière lors du passage d'une particule. L'énergie déposée dans chaque tuile est lue grâce à deux fibres à décalage de longueurs d'onde (de part et d'autre de la tuile le long de ses arêtes radiales). Ces fibres sont groupés en torons (20 à 150 fibres) et le signal est finalement lu par des photomultiplicateurs placés à l'extérieur de la zone de détection (dans des tiroirs contenant l'électronique de lecture).

Le signal produit par les tuiles scintillantes et recueilli par les fibres est rapide (le phénomène de scintillation a lieu en 1.5 ns). Le temps de montée typique est de quelques nanosecondes et la largeur de 17 ns. Le courant à la sortie des photomultiplicateurs (dont les temps de réponse et de montée sont de quelques ns) est finalement mis en forme en un signal unipolaire dont la largeur à mi-hauteur est de 50 ns.

La disposition novatrice des tuiles scintillantes (perpendiculaires à l'axe des faisceaux) permet une construction mécanique et un routage des fibres simplifiés. Par ailleurs, l'alternance tuile/fer selon l'axe des faisceaux permet une excellente herméticité de l'ensemble et garantit une bonne homogénéité. Le rapport du volume de

fer sur celui des scintillateurs est de 4.7/1. Ce qui représente un échantillonnage de l'énergie totale déposée de l'ordre de 2.5%.

Chaque photomultiplicateur lit une zone du TILECAL, définissant ainsi des cellules (de géométrie projective selon la pseudo rapidité). Ce regroupement permet de définir trois compartiments en profondeur. Leur épaisseur respective est 1.5λ , 4.2λ et 1.9λ . La granularité dans les deux premiers compartiments est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ dans le troisième.

Les calorimètres bouchons Dans cette zone ($1.5 < |\eta| < 3.2$), fortement affectée par le taux de radiation, la technique des tuiles scintillantes est prohibée. L'argon liquide a donc été choisi. Ici le milieu absorbeur est du cuivre. Ces calorimètres sont disposés dans les cryostats qui reçoivent les calorimètres électromagnétiques bouchons. La granularité de ces calorimètres est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $1.5 < |\eta| < 2.5$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $2.5 < |\eta| < 3.2$. Ils sont segmentés en profondeur selon quatre couches.

Les calorimètres à l'avant Ces détecteurs ($3.1 < |\eta| < 4.9$) ont pour rôle essentiel de fermer la couverture en pseudo rapidité afin d'assurer une bonne mesure de l'énergie transverse manquante. Le choix de l'argon liquide comme milieu actif s'est imposé dans cette zone hautement sollicitée par les radiations. Ces calorimètres sont formés de deux parties qui s'insèrent dans les calorimètres hadroniques bouchons à argon liquide. Ils sont constitués de trois compartiments. La place disponible pour installer ces calorimètres est faible (*cf.* Fig 3.6). Les deux derniers compartiments sont donc conçus avec un matériau plus dense que le cuivre : le tungstène. Il permet en effet de contenir les gerbes avec de plus petites épaisseurs de matériau.

3.4.3 Performances établies

Dans ce paragraphe sont abordées les performances de la calorimétrie en terme de résolution en énergie. L'effet des zones mortes est sommairement décrit. Un bref rappel de notions de calorimétrie hadronique est donné dans la note ^{‡‡}.

^{‡‡}Rappels de calorimétrie hadronique

Un hadron interagit avec la matière par des processus nucléaires. Selon la nature des particules produites deux composantes de la gerbe hadronique se distinguent : la composante électromagnétique (formée des π^0 , η , *ect* interagissant de façon purement électromagnétique) et la composante hadronique. En moyenne, 1/3 des mésons produit dans l'interaction primaire sont des π^0 . Dans les interactions successives, les π^+ , *ect* peuvent à leur tour produire des π^0 si leur énergie est suffisante. Ainsi, en moyenne, la fraction d'énergie électromagnétique f_{em} d'une gerbe augmente avec l'énergie incidente du hadron E_{inc} . Outre la dimension des gerbes, l'énergie invisible est une différence cruciale entre les gerbes électromagnétique et hadronique. En effet, dans le cas des gerbes hadroniques une certaine fraction de l'énergie est dissipée par ionisations mais une grande part est dissipée par excitations ou pour briser le noyau (non détectée). La fraction d'énergie invisible peut atteindre 40%

Résolution en énergie

La résolution en énergie d'un calorimètre à échantillonnage est égale à la somme quadratique de trois termes : $\sigma(E)/E = a/\sqrt{E} \oplus b/E \oplus c$. a est le terme d'échantillonnage. Il est caractéristique des fluctuations dans le processus d'échantillonnage de la gerbe lors de son développement dans le milieu absorbeur. b est le terme de bruit (dû à l'électronique de lecture par exemple) et c comprend toutes les autres imperfections du calorimètre (comme la fuite des gerbes ou la qualité de l'étalonnage).

Les tests en faisceaux des modules du calorimètre électromagnétique ont montré que les performances requises en terme de résolution en énergie sont atteintes. En effet, le terme d'échantillonnage a une valeur inférieure à 10%, le terme de bruit a une valeur de 400 MeV et le terme constant a une valeur locale inférieure à 0.3%.

Des tests en faisceau combinant le calorimètre électromagnétique et le calorimètre de l'énergie non-EM. A basse énergie, les hadrons perdent leur énergie principalement par ionisation (*i.e.* sans interactions nucléaires et sans énergie invisible).

Non-compensation : L'énergie invisible dissipée dans les interactions nucléaires a pour conséquence directe de porter, en moyenne, la réponse des électrons à une valeur supérieure à celle de hadrons de même E_{inc} : $e/\pi > 1$. La réponse d'un calorimètre aux composantes EM (e) et non-EM (h) exhibe un comportement similaire : $e/h > 1$. C'est la non-compensation. Outre les corrections possibles lors de la reconstruction de l'énergie, la compensation peut être obtenue en utilisant les propriétés du milieu. Notons par exemple l'emploi de matériau absorbeur radioactif (U^{238}) : l'énergie dégagée dans la réaction de fission nucléaire (neutrons) compense l'énergie nucléaire invisible.

Non-linéarité : Les fluctuations de la fraction d'énergie électromagnétique f_{em} sont grandes et non gaussiennes. De plus $\langle f_{em} \rangle$ augmente avec l'énergie. Par conséquent le calorimètre est non-linéaire (l'énergie reconstruite E_{rec} n'est pas proportionnelle à E_{inc}), notamment à basse énergie. Dans le cas d'un calorimètre compensé, la linéarité est intrinsèque.

Quantités e/π et e/h : Comme le rapport e/π dépend de E_{inc} , le rapport e/h (indépendant de E_{inc}) lui est préféré. Il est déterminé à partir du rapport e/π (mesuré expérimentalement) [63] et de la fraction EM f_{em} (*cf.* relation 3.9). Cette dernière peut être paramétrisée sous la forme $f_{em} = 0.11 \ln E$ [64] (cette forme n'est pas unique, [65] suggère notamment $f_{em} = 1 - E^{m-1}$).

$$e/\pi = \frac{e/h}{1 + f_{em} \cdot (e/h - 1)} \quad (3.9)$$

Résolution en énergie : La détection des particules dans un calorimètre est basée sur des processus statistiques. La détermination de l'énergie dépend donc d'un nombre p de processus primaires et de ses fluctuations. La résolution sur le signal s'exprime donc en \sqrt{p}/p et celle sur l'énergie est $\sigma(E)/E = a/\sqrt{E}$. Pour cette raison la résolution en énergie $\sigma(E)/E$ d'un calorimètre linéaire diminue avec E_{inc} . Pour les calorimètres hadroniques, deux termes supplémentaires contribuent à la résolution en énergie : l'un provient des fluctuations non-gaussiennes de f_{em} (qui contribuent par un terme constant, annulé si $e/\pi = 1$) ; l'autre provient des fluctuations dans l'énergie dissipée sous forme visible (par ionisations). Ces effets limitent la résolution optimale qui peut être atteinte (sans autre effet instrumental tels que les pertes, la calibration, *ect.*). Celle-ci s'exprime sous la forme :

$$\sigma(E)/E = \sqrt{a_{int}^2 + a_{samp}^2} / \sqrt{E} + c \quad (3.10)$$

Ainsi, la résolution en énergie des calorimètres hadroniques ne s'exprime en général pas en a/\sqrt{E} , sauf pour des appareillages dont le rapport e/h est très proche de l'unité.

à tuiles scintillantes ont été faits dans une configuration proche de celle d'ATLAS [66]. Le degré de non-compensation^{††} du calorimètre (mélange LAr/Pb et scintillateur/fer) a été mesuré : $e/h \sim 1.37$. Afin de corriger cet effet, une méthode de reconstruction par pondération est appliquée. Celle-ci a été développée pour les calorimètres en Argon liquide de l'expérience H1 à HERA [67]. Elle consiste à normaliser le signal des cellules dont la réponse est faible (signal typiquement hadronique) à celle dont la réponse est grande (signal typiquement électromagnétique). L'énergie reconstruite s'exprime :

$$E_{rec} = \sum_{cell.em} W_{em}(E_{cell}) \times E_{cell} + \sum_{cell.had} W_{had}(E_{cell}) \times E_{cell} + E_c \quad (3.11)$$

Les poids dépendent du type de calorimètre et varie en fonction de l'énergie. La résolution de l'énergie des pions chargés est présentée sur la figure 3.10. Une paramétrisation de cette résolution est donnée sous la forme suivante :

$$\sigma(E)/E = 52.1\%/\sqrt{E} \oplus 1.6/E \oplus 3.0\% \quad (3.12)$$

Cette méthode permet de restaurer la linéarité de la réponse des pions (dans un intervalle de 2%) sur toute la gamme d'énergie parcourue (*cf.* Fig. 3.10).

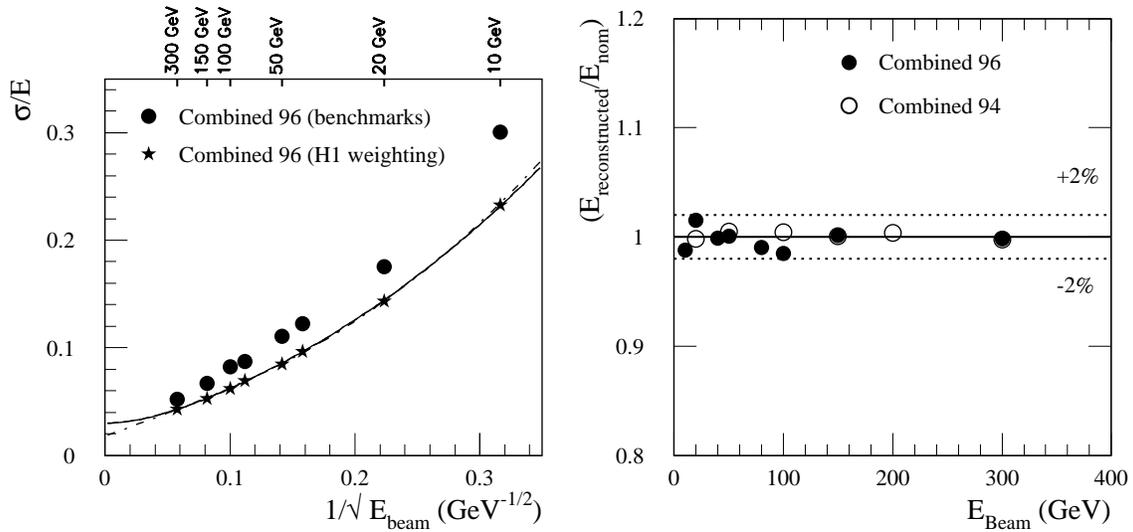


FIG. 3.10 – Résolution en énergie (à gauche) et linéarité (à droite) obtenues pour des pions chargés en fonction de leur énergie incidente.

Par ailleurs des études Monte-Carlo ont permis d'estimer la résolution en énergie pour des jets. Dans la région centrale et la région des bouchons, les résultats sont :

$$\sigma(E)/E = 48.2\%/\sqrt{E} \oplus 1.8\% \quad \eta = 0.3 \quad (3.13)$$

$$\sigma(E)/E = 55.0\%/\sqrt{E} \oplus 2.2\% \quad \eta = 2.45 \quad (3.14)$$

Le terme d'échantillonnage est meilleur que dans le cas des hadrons de par la grande multiplicité de particules dans les jets [68].

Energie perdue dans les zones mortes

La résolution en énergie des pions (qui sont les composantes majeurs des jets) est affectée par la disposition de matériel passif. La figure 3.11 montre la distribution de matériel en aval et dans la partie calorimétrique.

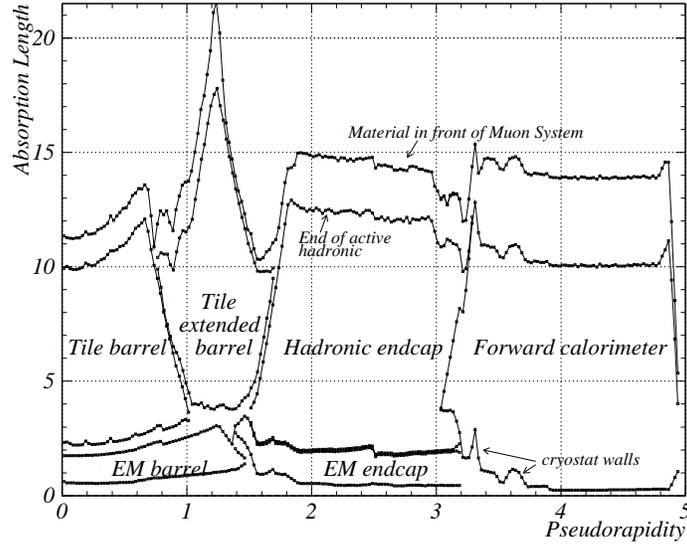


FIG. 3.11 – Distribution de matériel (en longueur d'absorption) en aval et dans la calorimétrie en fonction de la pseudo rapidité.

L'énergie perdue par des pions neutres (*cf.* Fig. 3.12) est essentiellement due à la paroi interne du cryostat et à la bobine du solénoïde. Elle n'excède pas 4% dans la zone $|\eta| < 1.2$. La zone morte due au cryostat est localisée dans le domaine de pseudo rapidité $1.35 < |\eta| < 1.55$. Dans cette zone la perte d'énergie des π^0 avoisine 35%. Dans les bouchons, cette perte est très faible. Par contre, dans la région de transition entre les bouchons et le calorimètre avant les pertes sont significatives.

Les pertes d'énergie des pions chargés (*cf.* Fig. 3.12) dépendent du calorimètre dans lequel ils commencent leur gerbe. Dans $\sim 20\%$ des cas, les pions commencent leur gerbe dans la calorimétrie hadronique. Dans ce cas ils interagissent au minimum d'ionisation en aval. Lorsque les π^\pm commencent leur gerbe dans le calorimètre électromagnétique, le développement maximum de la gerbe (qui est affecté de grandes fluctuations) est atteint proche des zones passives (notamment le mur externe du cryostat). L'énergie perdue est de 7% en moyenne. Dans la zone de transition, deux effets se manifestent. A $\eta \sim 1.1$, l'espace entre le tonneau central et les tonneaux étendus du TILECAL induit une perte d'énergie de $\sim 12\%$. A $\eta \sim 1.45$, les coins des cryostats (de la partie tonneau et des bouchons) et la bobine occasionnent une perte de $\sim 17\%$. Au-delà de cette pseudo rapidité, l'énergie perdue est faible, exceptée dans la zone de transition entre les bouchons et le calorimètre avant.

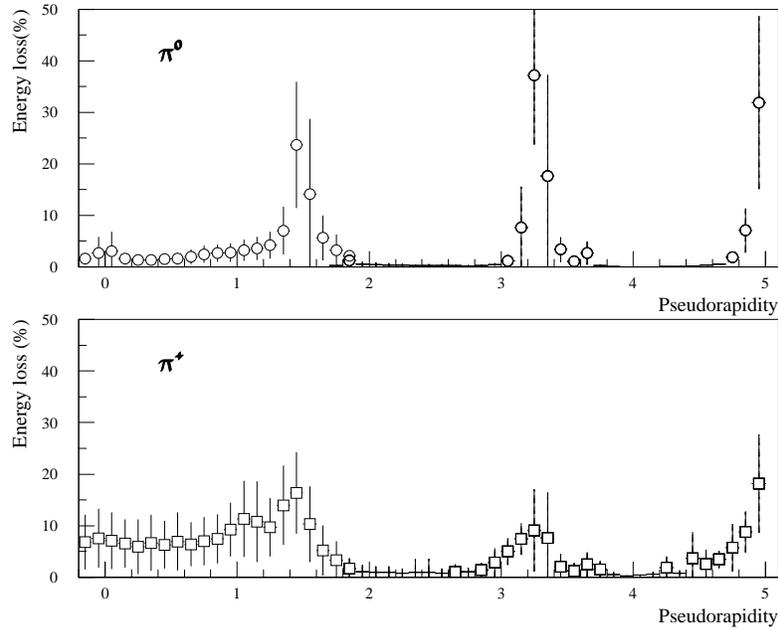


FIG. 3.12 – Moyenne de l'énergie perdue par des pions neutres et chargés dans le matériel passif en fonction de la pseudo rapidité. Les barres d'erreur représentent le rms de la distribution.

3.5 Le toroïde et le spectromètre à muons

La disposition des chambres du spectromètre à muons est présentée sur la figure 3.1. Il fixe les dimensions du détecteur ATLAS : dans la partie tonneau le rayon et la longueur sont de 11 m et 25 m respectivement, la couche la plus externe du spectromètre à muons est placée sur le mur de la caverne à 23 m du point d'interaction.

3.5.1 Performances requises

Le spectromètre à muons est un sous-détecteur consacré à la mesure de l'impulsion des muons. Ses spécificités générales sont présentées dans la suite.

- le spectromètre à muons doit assurer une mesure indépendante de celle du détecteur interne sur un large domaine d'acceptance ($|\eta| < 3$);
- il doit fournir une excellente résolution sur la mesure de p_T ($H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ et $Z' \rightarrow \mu\mu$) pour une gamme dynamique allant de quelques GeV à ~ 1 TeV;
- une excellente efficacité de reconstruction des trajectoires des muons est nécessaire;
- il doit permettre le déclenchement sur les muons au niveau 1.

3.5.2 Description

Les trajectoires des muons sont incurvées (pour permettre la détermination de leur impulsion) dans un champ magnétique fournit par le toroïde supra-conducteur à air. Le choix d'une structure aérée a été fait pour limiter la quantité de matière traversée. Le nombre de diffusions multiples est donc diminué et par conséquent la résolution en impulsion améliorée. Cet appareillage est constitué de huit bobines supraconductrices dans la partie centrale et de seize bobines dans les parties avant. L'intégrale du champ magnétique varie de 2 à 6.5 teslas×mètre en fonction de la pseudo rapidité.

La mesure de la trajectoire des muons est réalisée dans des chambres disposées entre les bobines. Ces chambres sont positionnées de telle sorte que chaque particule provenant du point d'interaction traverse trois couches (ou station) de chambres. Par ailleurs, les chambres sont distantes de plusieurs mètres afin de fournir un grand bras de levier. Dans la partie tonneau ($|\eta| < 1$) trois couches cylindriques coaxiales sont placées à un rayon de 5, 7.5 et 10 mètres respectivement. Dans les parties avant ($1 < |\eta| < 2.7$), quatre disques concentriques sont respectivement installés à 7, 10, 14 et 23 mètres du point d'interaction. La couverture azimutale complète est réalisée par le chevauchement des chambres (comme l'indique la figure 3.13).

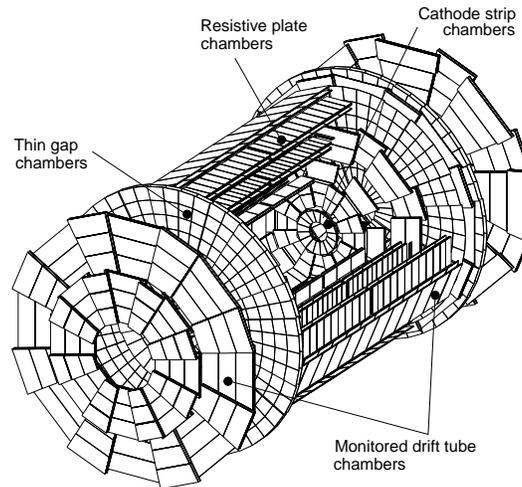


FIG. 3.13 – Vue en perspective du spectromètre à muons. Les régions couvertes par les différentes technologies sont indiquées.

Deux types de technologies sont utilisés pour obtenir les points de mesure précis de la trajectoire. La trajectoire des muons est complétée par des chambres plus rapides (de deux types) qui assurent également le déclenchement sur les muons au niveau 1.

3.6 Le déclenchement et l'acquisition des données

La conception du système de déclenchement du détecteur ATLAS est imposée par plusieurs facteurs :

- la fréquence des événements (10^9 interactions/seconde à haute luminosité) ;
- la nécessité de sélectionner les événements physiques rares avec une grande efficacité tout en rejetant les bruits de fond de grande section efficace ;
- la complexité de chacun des sous-détecteurs et le nombre important des voies de lecture : $\mathcal{O}(10^8)$ pour le détecteur central, $\mathcal{O}(10^5)$ pour les calorimètres et $\mathcal{O}(10^6)$ pour le spectromètre à muons ;
- la fréquence de stockage des événements au terme de la chaîne de déclenchement limitée à ~ 100 Hz par la puissance de calcul et la capacité de stockage hors ligne.

Le système de déclenchement de la collaboration ATLAS comprend trois niveaux dont l'architecture est présentée sur la figure 3.15. Chaque niveau est basé sur la décision prise au niveau inférieur. Des critères supplémentaires sont éventuellement

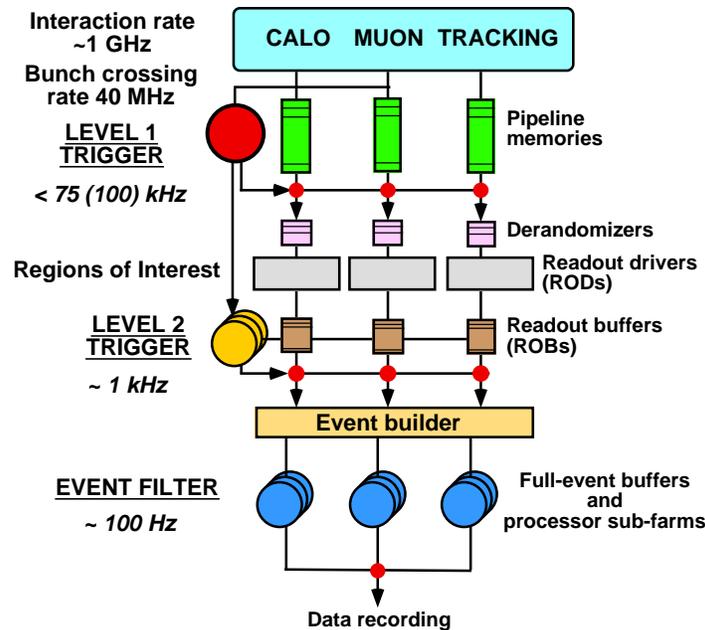


FIG. 3.15 – Diagramme des systèmes de déclenchement et d'acquisition de données.

appliqués aux objets intéressants identifiés dans l'événement. Dans la suite sont exposées les étapes essentielles de la chaîne de décision du déclenchement et les classes d'objets définies pour la sélection. Une description détaillée est donnée dans les documents [69] à [71].

3.6.1 Le niveau 1 du déclenchement

Le niveau 1 du déclenchement (LVL1) reçoit les données provenant de chacun des sous-systèmes calorimétrique (avec une granularité grossière) et des chambres de déclenchement du spectromètre à muons à la fréquence du LHC (40 MHz). Il a pour rôle d'identifier les croisements de paquets et les objets intéressants.

Les objets construits sur les données recueillies sont donnés dans la table 3.3. Ils définissent les régions d'intérêt de l'événement (RoI). A ce niveau, les e^\pm et les γ ne sont pas identifiés. En ce qui concerne les amas électromagnétiques et les taus, des critères d'isolation peuvent être appliqués. Les objets XE et SE sont déterminés en sommant sur chacune des tours calorimétriques de déclenchement. La somme de l'énergie transverse des jets pourrait constituer un objet complémentaire.

Type	Isolation	$ \eta $	Description
MU	non	2.4	muon
EM	oui	2.5	amas électromagnétique
T	oui	2.5	$\tau^\pm \rightarrow$ hadron(s)
J	non	3.2	jet
XE	-	4.9	énergie transverse manquante
SE	-	4.9	somme scalaire de l'énergie transverse

TAB. 3.3 – *Objets du LVL1 et leurs attributs complémentaires de la valeur du seuil en énergie transverse.*

Le LVL1 délivre une information pour chaque type d'objets affectés de seuils en impulsion transverse spécifiques. La décision du LVL1 est prise sur la base de la présence de combinaisons d'objets, appelées menus. La table 3.4 présente l'éventail des menus du LVL1. A ce niveau du déclenchement, les menus sont simples et inclusifs. L'électronique frontale limite la fréquence de sortie du LVL1 à 75 kHz (qui peut être augmenté à 100 kHz). Le flot de données dépendant de la luminosité du LHC, les menus sont élaborés pour la basse luminosité et la haute luminosité indépendamment. Un facteur deux de sécurité (lié aux incertitudes des simulations) par rapport à la limite du taux d'événement tolérable est adopté. Les valeurs des seuils sont en-dessous de ceux dictés par le programme de physique, un ajustement de leurs valeurs permettrait d'adapter le taux d'événements sans que le programme de physique en souffre.

Pendant le temps de traitement du LVL1, estimé à $2.0 \mu\text{s}$ (la limite supérieure est de $2.5 \mu\text{s}$), les données de l'ensemble du détecteur sont conservées dans des files d'attente (pipeline). Finalement, toutes les données du croisement de paquet sélectionné par le LVL1 sont dirigées et stockées dans des mémoires tampons (ROB) avec leur granularité optimale.

Basse luminosité		Haute luminosité	
Menu	Fréq./kHz	Menu	Fréq./kHz
MU6	23	MU20	3.9
		MU6x2	1
EM20I	11	EM30I	22
EM15Ix2	2	EM20Ix2	5
J180	0.2	J290	0.2
J75x3	0.2	J130x3	0.2
J55x4	0.2	J90x4	0.2
J50+XE50	0.4	J100+XE100	0.5
T20+XE30	2	T60+XE60	1
		MU10+EM15I	0.4
autre	5	autre	5
Total	44	Total	40

TAB. 3.4 – Menus et fréquences respectives du LVL1 en fonction de la luminosité. Le nombre accolé à la classe de l'objet caractérise le seuil en énergie transverse et la lettre "I" indique si un critère d'isolation est appliqué.

3.6.2 Le niveau 2 du déclenchement

Le niveau 2 du déclenchement (LVL2) reçoit des informations sur le type, la position (η , ϕ) et l'impulsion transverse de chaque RoI défini au LVL1. Les RoI présentes dans l'événement au LVL1 ne contribuant pas à sa sélection sont également transmises au LVL2 afin de permettre des critères de sélection supplémentaires.

Par la connaissance des RoI du LVL1, le LVL2 transfère les données nécessaires depuis les ROB. Seule la fraction des données limitée aux régions indiquées par les RoI du LVL1 est indispensable. Ainsi, seuls quelques pourcents de l'ensemble des données sont traitées par le LVL2. Pour la prise de décision, le LVL2 raffine les RoI du LVL1 et définit lui-même des classes d'objets (*cf.* table 3.5). L'accès des données de l'ensemble

Type	Attribut	$ \eta $	Description
μ	isolation	2.4	muon
e	isolation	2.5	électron
γ	isolation	2.5	photon
τ	isolation	2.5	$\tau^\pm \rightarrow$ hadrons
h	isolation	2.5	hadron isolé
j	étiquetage des b	3.2	jet
xE	-	4.9	énergie transverse manquante

TAB. 3.5 – Classe d'objets du LVL2 et attributs principaux complémentaires de la valeur du seuil en énergie transverse.

du détecteur avec leur granularité optimale permet en particulier de bénéficier d'une meilleure estimation de l'impulsion transverse des objets et de la combinaison des données calorimétriques avec celles du détecteur interne.

Comme pour le LVL1, des menus formés de la combinaison de divers objets sont élaborés. La plupart des menus sont directement issus de ceux du LVL1 (*cf.* tableau 3.6). Le but de la collaboration ATLAS est de diminuer d'un facteur 100 la fréquence

Basse luminosité		Haute luminosité	
Menu	Fréq./Hz	Menu	Fréq./Hz
μ 20	200	μ 20i	200
		μ 6x2+m _B	10
		μ 10x2	80
e20i	100	e30i	600
e15ix2	<10	e20ix2	20
γ 40i	100	γ 60i	400
γ 20ix2	5	γ 20ix2	100
j180	100	j290	120
j75x3	80	j130x3	80
j55x4	40	j90x4	80
j50+xE50	250	j100+xE100	<1000
τ 20+xE30	400	τ 60+xE60	<1000
μ 6i+e15i	15	μ 10i+e15i	20
physique du B	1150		
autre	100	autre	100
Total	2400	Total	2000

TAB. 3.6 – Menus et fréquences respectives du LVL2 en fonction de la luminosité. Le nombre accolé à la classe de l'objet caractérise le seuil en énergie transverse et la lettre "i" indique si un critère d'isolation est appliqué.

entre le LVL1 et le LVL2. Or, d'après le tableau 3.6, la fréquence à la sortie du LVL2 est de l'ordre de deux kHz. Des améliorations doivent donc être apportées.

Suivant les opérations à effectuer, le temps de latence nécessaire à la prise de décision peut varier de 1 à 10 ms. Si l'événement ne passe pas le LVL2 les données sont effacées. Dans le cas contraire, les données sont transmises par le système d'acquisition des données (DAQ) au filtre d'événement (EF). L'action de passer les données des ROB au EF est appelée "construction de l'événement" (Event Builder) car, à ce niveau, l'événement complet est accessible.

3.6.3 Le filtre d'événements

Le dernier niveau de la sélection en ligne des événements est assuré par le filtre d'événements. La distinction entre le LVL2 et le EF n'est pas clairement définie. L'évolution rapide de la technologie (la puissance de la CPU doit augmenter d'un ordre de grandeur pendant les cinq prochaines années et la densité de mémoire doit augmenter d'un facteur quatre tous les deux ans) justifie la flexibilité actuelle entre les deux derniers niveaux. Leur rôle respectif sera optimisé même après le début des prises de données.

Néanmoins, les tâches de l'EF sont de confirmer la décision du LVL2 et de réaliser la sélection finale (une éventuelle augmentation des seuils est envisagée) pour aboutir à une fréquence de sortie de 100 Hz (avec un temps de latence de une seconde). Ceci correspond à un volume de données à stocker de 100 Mbytes/s. A ce niveau du déclenchement, la disposition de l'événement complet et le temps de latence permettent l'élaboration d'algorithmes complexes (comme l'utilisation de la position du vertex). Ces algorithmes seront donc proches de ceux des analyses hors ligne. En particulier, ils tiendront compte des constantes de calibration, des informations sur l'alignement et la carte de champ.

Chapitre 4

Calibration du calorimètre hadronique

Le programme de physique de la collaboration ATLAS impose des contraintes sur la connaissance des échelles absolues d'impulsion et d'énergie. En particulier, la précision requise sur l'échelle absolue en énergie des jets est de 1%. Celle-ci nécessite le contrôle de tous les éléments qui contribuent à sa détermination, depuis la réponse des cellules de détection individuelle jusqu'à la reconstruction hors ligne. Ce chapitre décrit les requêtes de la collaboration ATLAS en terme de précision sur la connaissance des échelles absolues en énergie. Puis, la stratégie de la calibration du TileCal est développée à titre d'illustration. Finalement, les méthodes de calibration ultimes utilisant des événements physiques sont succinctement présentées.

4.1 Précision requise sur les échelles absolues de l'énergie

Les contraintes sur la connaissance des échelles absolues d'énergie et d'impulsion requises par la collaboration ATLAS sont motivées par le programme concernant la physique de précision. Elles sont envisageables de par la considérable statistique disponible au LHC. Dans la plupart des canaux, la précision des mesures améliorera les résultats collectés jusqu'au démarrage du LHC (données LEP et TeVatron).

La luminosité du LHC, même dans sa phase de basse luminosité, permettra dans la plupart des canaux de physique étudiés de produire un nombre de particules tel (*cf.* §2.2) que l'erreur statistique (ainsi que la part de l'erreur systématique qui se comporte en $1/\sqrt{N_{exp}}$) sera négligeable devant les erreurs systématiques, expérimentales ou bien théoriques. La physique de précision sera limitée, dans la plupart des canaux, par les erreurs systématiques dûes à la connaissance des échelles absolues d'énergie des leptons, des jets ou de la luminosité (cette dernière n'est pas traitée dans ce document).

4.1.1 Contraintes pour les jets

La connaissance de l'échelle absolue en énergie des jets dépend à la fois de la connaissance du détecteur et de phénomènes physiques tels que la fragmentation ou les radiations par exemple. Les expériences menées auprès du TeVatron assure une précision de $\sim 3\%$ en utilisant notamment la balance γ/jet [72]. Au LHC, la statistique disponible et les méthodes complémentaires envisagées fixe pour but une précision de $\sim 1\%$. Quelques détails sur ces méthodes sont exposés dans le §4.3.1. Notons toutefois l'utilisation de la reconstruction de la masse du boson W , produits dans la désintégration $t \rightarrow Wb$ et se désintégrant selon le mode $W \rightarrow qq$.

Mesure de la masse du quark top La mesure de la masse du quark top (m_t) est motivée par nombre de sujets, dont, dans le cadre du MS, la contrainte de la masse du boson de Higgs. Au démarrage du LHC, m_t sera connue avec une erreur de ~ 3 GeV (TeVatron). Au LHC, cette mesure sera effectuée dans les lots d'événements $t\bar{t}$ où un boson W se désintègre leptoniquement et l'autre hadroniquement. L'erreur statistique est négligeable : elle est estimée à 100 MeV (la section efficace de production $t\bar{t}$ est de ~ 800 pb alors qu'elle est de ~ 7 pb au TeVatron). En assumant une précision de 1% sur la connaissance de l'échelle absolue en énergie des jets, l'erreur systématique sur m_t est dominée par les radiations dans l'état final et par l'échelle en énergie des jets : $\delta m_t = 0.3$ GeV (pour les jets de saveurs légères) et $\delta m_t = 0.7$ GeV (pour les jets de b). Toutefois, une erreur totale de l'ordre de 1% peut être atteinte.

Mesures dans le secteur supersymétrique Outre la masse du quark top, de nombreuses mesures de précision sont limitées par l'incertitude sur l'échelle absolue en énergie des jets. Dans le secteur SUSY, notons par exemple :

- dans le modèle SUGRA (SUperGRAvity), la précision sur la mesure de la masse du $h \rightarrow b\bar{b}$ (produit dans la cascade $\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q, \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h\tilde{\chi}_1^0$) est dominée par la connaissance de l'échelle absolue en énergie des jets [73];
- dans le modèle GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) la précision sur la masse des squarks et des gluinos (dans le canal $\tilde{q} \rightarrow \tilde{g}q \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{q}qq$) est dominée par des effets systématiques comme la connaissance de l'échelle absolue en énergie des jets.

4.1.2 Contraintes pour les leptons

L'échelle d'énergie/impulsion des leptons est connue avec une erreur de $\sim 0.1\%$ au TeVatron [74],[75]. Elle contribue notamment à l'incertitude sur la masse du boson W (m_W) et à celle sur la masse du boson de Higgs (lorsque des leptons constituent la signature). Au LHC, la large statistique offerte par les événements résonnants $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ sera en particulier utilisée pour fixer cette échelle. Une précision de 0.1%

est adéquate pour la plupart des mesures exceptée celle de la masse du W pour laquelle, à basse luminosité, une précision de 0.02% est requise (cette dernière est de 0.04% au TeVatron [31]).

Mesure de la masse du W La masse du W s'exprime en fonction des paramètres du MS par la relation 4.1, où ΔR représente les corrections radiatives ($\sim 4\%$).

$$m_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{G_F\sqrt{2}}} \times \frac{1}{\sin v_W \sqrt{1 - \Delta R}} \quad (4.1)$$

Celles-ci varient en fonction de $\log(m_H)$ et de m_{top}^2 . Ainsi, la masse du boson de Higgs du MS (et celle du h du MSSM) est contrainte par la connaissance de la masse du quark top et de la masse du W . L'erreur sur m_W ne doit donc pas dominer celle sur m_{top} . La relation de proportionnalité entre ces deux quantités pour que les incertitudes induites soient comparables est :

$$\Delta m_W \simeq 0.7 \times 10^{-2} \Delta m_{top} \quad (4.2)$$

Comme la masse du quark top devrait être mesurée avec une précision de ~ 2 GeV, la relation 4.2 fixe la précision sur celle du boson W à 15 MeV (les mesures effectuées à LEP2 [32] et au TeVatron [31] donneront $\Delta m_W \sim 30$ MeV au démarrage du LHC). A basse luminosité, le détecteur ATLAS permettra de mesurer m_W avec une précision de 20 MeV [33] en combinant les canaux leptoniques (e^\pm et μ^\pm) et en assumant une précision de 0.02% sur la connaissance de leur énergie (l'erreur systématique sur m_W est dominée par cette incertitude). Atteindre une telle précision est une tâche délicate mais elle est toutefois possible [76]. Elle nécessite en particulier une bonne connaissance de la carte de champ magnétique ($\sim 0.1\%$) et de la distribution en matériel passif ($\sim 1\%$). En combinant les expériences ATLAS et CMS, l'erreur sur la masse du W sera de ~ 15 MeV.

4.2 Stratégie de la calibration du TileCal

L'objet de cette section est la stratégie de la calibration mise en place par la collaboration du TileCal [53],[55] (le TileCal couvre la partie tonneau en incluant les tonneaux étendus de la calorimétrie hadronique). Les étapes successives de la calibration, depuis le contrôle de la réponse des cellules de détection individuelles jusqu'à la calibration dans ATLAS, sont décrites. La méthodologie de la calibration du calorimètre hadronique bouchon en LAr (qui complète la couverture en pseudo rapidité) est similaire [54] et elle n'est pas traitée.

4.2.1 Système de lecture de la lumière

Dans le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes (décrit dans son ensemble dans le chapitre 3), le signal transite dans trois entités principales :

- La partie optique qui comprend principalement les tuiles et les fibres optiques à décalage de longueur d'onde. Elle s'étend jusqu'aux photomultiplicateurs (PM) aussi dénommés tubes photomultiplicateur (PMT).
- Les blocs PMT qui comprennent les éléments dont la rapidité de traitement est nécessaire. Ils sont situés au plus proche des cellules de détection et ils convertissent le signal lumineux initial en un signal électrique analogique exploitable.
- Les cartes mères qui effectuent la conversion numérique des données (excepté pour le système de déclenchement qui traite l'information sous forme analogique). Elles distribuent les signaux hors de l'appareillage.

Les blocs PMT (dont une description est donnée par la figure 4.1) et les cartes mères sont contenus à l'intérieur du tiroir extractible associé à chaque module. A l'extérieur des tiroirs (dans la salle d'électronique) se situent la source de haute tension qui alimente les PM, le trigger de niveau 1, les lignes de sortie (ROD) et l'électronique de contrôle des systèmes de calibration intégrés.

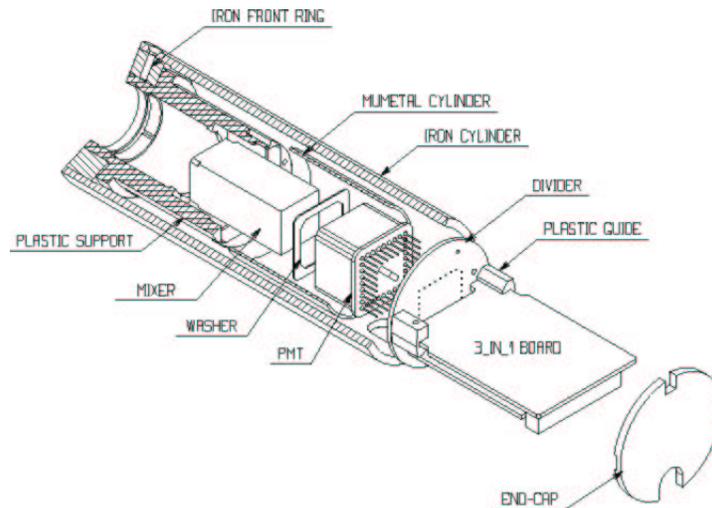


FIG. 4.1 – Description d'un bloc PMT.

Les éléments successifs constituant la chaîne de lecture du TileCal sont brièvement décrits ci-après (excepté les tuiles et les fibres). Un schéma synoptique du système de lecture complet de la lumière est par ailleurs présenté sur la figure 4.2.

- Le mélangeur de lumière est connecté aux torons de fibre qui lisent les tuiles scintillantes d'une même cellule. Celui-ci a pour rôle de collecter l'ensemble des

signaux lumineux des fibres, de les mélanger et de les transmettre au photomultiplicateur auquel il fait face.

- Le rôle du photomultiplicateur (PM) est de convertir (par effet photoélectrique) le signal lumineux délivré par les cellules en un signal électrique et d’amplifier ce signal. Une photocathode réalise la conversion photon/électron, puis une succession d’électrodes (appelées dynodes) multiplie en cascade le nombre d’électrons pénétrant dans le photomultiplicateur.
- Le pont diviseur répartit la haute tension sur les dynodes constituant le photomultiplicateur. Cette distribution doit être effectuée de façon précise car la tension appliquée fixe le gain du PM [†] et ses propriétés de linéarité.
- La carte ”3-en-1” assure trois fonctions de base : la mise en forme de l’impulsion sur l’ensemble de la dynamique, un système de calibration par injection de charge et un intégrateur lent pour le contrôle et la calibration. Elle comporte notamment un circuit analogique bi-gain (haut gain et bas gain) afin de fournir une gamme dynamique complète couvrant cinq ordres de grandeur [‡].
- La carte mère est la carte électronique située à la fin de la chaîne de lecture. Son rôle est de traiter et de distribuer l’information provenant des cartes ”3-en-1”. En ce qui concerne les signaux pulsés, elle comprend d’une part, la carte additionneuse dédiée au niveau 1 du système de déclenchement et d’autre part les convertisseurs analogique/numérique (ADC) qui dirigent les informations vers les ROB à la fréquence de 40 MHz. Les signaux intégrés (pour la calibration) sont traités par un ADC particulier.

4.2.2 Outils de la calibration

La calibration et le contrôle du calorimètre à tuiles scintillantes sont complexes. Divers outils sont consacrés à cette tâche. Cette section met en exergue les systèmes

[†]Le gain (G) des PM dépend de la valeur de la haute tension (V) appliquée selon la relation : $G = \alpha V^\beta$ où les paramètres α et β sont caractéristiques des PM ($\alpha \simeq 10^{-14}$ et $\beta \simeq 6.7$ si V est exprimé en Volts). Pour des PM dont le gain est à sa valeur nominale (10^5), la haute tension est comprise dans la gamme 500-800 Volts. Les performances de la calorimétrie requièrent une stabilité relative du gain nominal de $\pm 0.5\%$. Celle-ci correspond à une variation de la haute tension de ± 0.45 V au plus pour chacun des (\sim)10000 PM du TileCal. La haute précision (< 0.2 V) et la grande stabilité (< 0.1 V) des hautes tensions sont assurées par le système indépendant de distribution des hautes tensions qui comprend les cartes HVopto et HVmicro (elles sont elles-mêmes préalablement calibrées avant leur insertion dans les tiroirs).

[‡]Les dépôts d’énergie dans une unique cellule s’étendent de 30 MeV à 2 TeV (à l’échelle électromagnétique), ce qui correspond à une charge maximale de 800 pC par ADC (bas gain). Or, une cellule est lue par deux PM connectés aux fibres reliées aux arêtes opposées des tuiles. L’énergie est reconstruite en sommant leurs réponses (une meilleure estimation de l’énergie est ainsi assurée). Chaque voie (PM) doit donc permettre la lecture d’une énergie de l’ordre de 1 TeV (et le facteur de conversion est de ~ 0.8 pC/GeV). La numérisation s’effectue en haut gain pour des charges inférieures à ~ 12 pC. Pour des charges plus élevées le bas gain est sollicité.

installés sur le détecteur intervenant directement dans la chaîne de lecture suivie par les événements physiques. Il n'est notamment pas fait état de systèmes tels que ceux qui contrôlent la température, la tension ou bien l'électronique lente.

- La circulation d'une source de Césium, dont le signal est intégré, concerne la partie lente (*i.e.* le mode continu) de la chaîne de lecture. Ce système assure l'intercalibration des cellules individuelles du TileCal avec une précision de $\sim 0.2\%$.
- Un laser est utilisé pour calibrer la partie rapide (caractéristique du mode pulsé des événements physiques). Il permet de suivre la dérive des gains relatifs et la linéarité des PM avec une précision de $\sim 0.2\%$.
- Un système d'injection de charge permet de calibrer l'électronique rapide hors des PMT. Il contrôle la valeur de conversion en pC/canal de chaque ADC avec une précision de $\sim 0.1\%$.

Chacun de ces outils a un rôle précis et intervient en un point différent de la chaîne de lecture (*cf.* Fig. 4.2). Seule leur utilisation combinée permet de déceler avec certitude des anomalies de fonctionnement et d'accéder finalement à une meilleure précision sur l'échelle absolue de la mesure de l'énergie.

La source de césium

Le calorimètre à tuiles scintillantes est conçu pour permettre le passage d'une source de césium 137 à travers chaque tuile. Celle-ci circule dans un tube qui parcourt l'ensemble d'un module selon l'axe des faisceaux. Sa vitesse de déplacement est de quelques dizaines de centimètres par seconde (le calorimètre complet est parcouru en 8 heures environ). L'information délivrée par la source de césium transite par toute la partie optique et le signal est intégré dans les cartes "3-en-1". Ensuite, elle ne suit pas le trajet suivi par les informations qui proviennent des données physiques : elle est numérisée dans une carte ADC dédiée avant son stockage.

Cette source émet une raie de photons dont l'énergie a une valeur de 0.662 MeV. La figure 4.3 montre la réponse d'un module du TileCal au passage de la source dans cinq cellules consécutives. La structure fine (composée des multiples pics) est caractéristique de la réponse de chacune des tuiles composant les cellules parcourues. Ce système permet d'estimer la qualité de la réponse de chaque groupement tuile-fibre (amplitude et uniformité), et en particulier de détecter d'éventuelles anomalies (comme un mauvais couplage tuile-fibre par exemple) et d'égaliser la réponse de chacune des cellules de lecture par l'ajustement des hautes tensions des PM. Chaque cellule doit finalement donner un courant moyen égal. De la même façon, le césium permettra de corriger l'effet du vieillissement des scintillateurs (baisse d'efficacité).

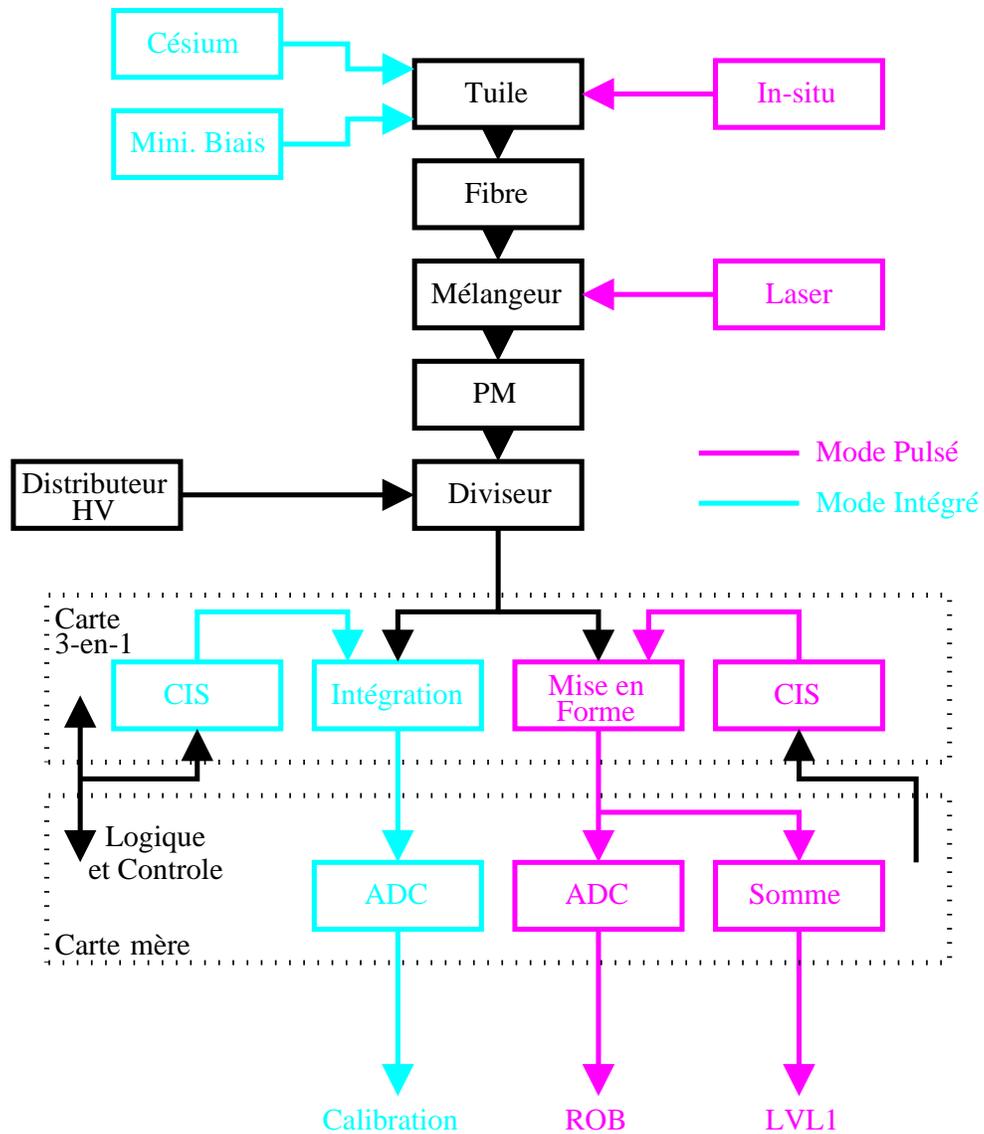


FIG. 4.2 – Shéma synoptique de la chaîne de lecture complète du TileCal et des outils de calibration (intégrés et in-situ).

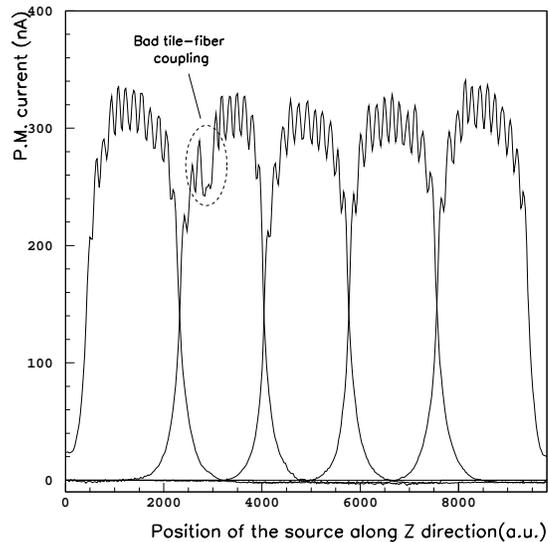


FIG. 4.3 – Réponse du TileCal au passage de la source de césium 137.

Le système laser

Le rôle de ce système de contrôle est de suivre dans le temps la réponse des PM (gain relatif et linéarité). Pour cela, le laser délivre sur chaque PM (au travers de fibres optiques) des impulsions lumineuses similaires à celles qui seront issues des événements physiques (longueur d'onde : 520 nm ; largeur à mi-hauteur 15 ns). Le laser est modulable en amplitude. Il a été conçu pour couvrir l'ensemble de la dynamique des particules.

La stabilité du laser est contrôlée par trois photodiodes. Celles-ci, ainsi que l'électronique associée, sont elles-même vérifiées par une source d'américium 241 (qui émet une raie de particules α à une énergie de 5.48 MeV). Le contrôle du laser est ainsi assuré à une précision supérieure au millième. La précision sur la stabilité des gains est déterminée à 0.2% à l'heure actuelle. La linéarité des photodiodes est contrôlée en injectant des charges dans l'électronique associée. Ce système permet de connaître la linéarité des PM avec la même précision que leurs gains. Le laser permet par ailleurs de déterminer le nombre de photoélectrons par pC délivrés par chacun des PM.

Le système d'injection de charges

Le système d'injection de charges (CIS) intervient au niveau des cartes "3-en-1". Une tension de référence (commune à l'ensemble d'un tiroir) délivrée par les cartes mères est appliquée à un système d'acquisition intégré dans chaque carte "3-en-un". Celle-ci charge des capacités à l'entrée des circuits de mise en forme (leur valeur est

de 5 pF et de 100 pF pour le haut et le bas gain respectivement). Sous l'impulsion du circuit de contrôle, les capacités se déchargent pour délivrer des charges calibrées. Elles sont alors traitées de la même façon que les signaux qui seront issus des événements physiques.

Ces charges injectées permettent donc le contrôle de la partie électronique. Elles délivrent la valeur des conversions en pC/canal avec une précision meilleure que les systèmes précédents. Ces informations suivent (tout comme celles délivrées par le laser) le même trajet que les données physiques et couvrent la même dynamique (en faisant varier le nombre de décharge des capacités).

4.2.3 Les étapes de la calibration

Les modules constituant le TileCal sont produits et instrumentés dans différents sites. Des contrôles de qualité certifient que la mécanique et l'optique satisfont au cahier des charges. Par la suite, la calibration absolue en énergie des modules s'effectue en plusieurs étapes. La table 4.1 résume la stratégie de la calibration en mettant en exergue les outils disponibles.

	Intercalibration (tous les modules)	Faisceaux (un/huit module)	ATLAS (tous les modules)
Partie Intégrée	Césium -	Césium -	Césium Mini. Biais
Partie Pulsée	- - -	CIS Laser e^\pm, μ^\pm, π^\pm	CIS Laser $\mu^\pm, \text{jet } (\pi^\pm)$

TAB. 4.1 – Description de la chaîne de calibration des modules du TileCal depuis leur production jusqu'aux prises de données dans ATLAS.

(i) Intercalibration

Cette première étape (qui prendra place dans le hall 185 du CERN) concerne tous les modules du TileCal (parties tonneau et tonneaux-étendus). Ceux-ci sont associés (de façon définitive) aux tiroirs qui les équipent. Bien que ces derniers soient complètement instrumentés, seule l'électronique lente est concernée. Le système de refroidissement permet d'alimenter simultanément cinq super-tiroirs (qui résultent de l'association de deux tiroirs), *i.e.* cinq modules de la partie tonneau ou bien dix modules des tonneaux-étendus.

Le système de la source de césium est utilisée. Les tiroirs sont délivrés avec des PMT dont chaque haute tension est ajustée de telle sorte que le gain nominal soit

de 10^5 . Une exception est faite pour les PMT qui lisent les scintillateurs placés dans les zones mortes. Leur gain est fixé à une valeur deux ou trois fois plus élevée que la valeur nominale. Après le passage de la source de césium à travers les modules, le gain de chaque PMT est ajusté en fonction de la réponse de chaque tuile. Cet ajustement permet de compenser les fluctuations de réponses des tuiles individuelles, de leur couplage aux fibres tout en conservant une valeur moyenne des gains constante au sein des cellules.

Ce système permet donc d'une part, l'intercalibration des voies de lecture à l'intérieur d'un module donné et d'autre part, l'intercalibration de tous les modules entre eux. Finalement une constante de calibration (voisine de l'unité) est affectée à chaque voie de lecture, *i.e.* à chaque PMT. Elle constitue la valeur de référence qui sera conservée jusqu'au démarrage du LHC et qui sera utilisée pour le déclenchement.

(ii) Echelle absolue d'énergie en faisceau

La dernière étape de la calibration avant le montage dans ATLAS consiste à établir l'équivalence entre les pico-coulombs délivrés par les voies électroniques et les énergies incidentes. Cette phase est effectuée par le biais des particules délivrées par la ligne H8 du SPS. Les particules disponibles sont des électrons, des muons et des pions chargés (dont l'énergie varie de 10 à 300 GeV). De par leur différent comportement dans le calorimètre hadronique, l'étude de la réponse du détecteur à chacun de ces faisceaux apporte des informations complémentaires. L'utilisation combinée des systèmes de calibration intégrés permet par ailleurs un contrôle spécifique des voies de lecture.

Les premières campagnes de calibration en faisceau des modules du TileCal auront lieu pendant l'été 2001 (les années précédentes des modules test avaient été étudiés). Chaque période de faisceau (une semaine) permet de calibrer un module de la partie tonneau et deux modules des parties tonneau-étendu ($\eta > 0$ et $\eta < 0$). La figure 4.4 donne une description de la géométrie des cellules de ces modules.

Les systèmes intégrés : La partie rapide est traitée par l'utilisation du système d'injection de charges et par le système laser. Le système d'injection de charge est utilisé afin d'étalonner l'électronique. La linéarité est contrôlée à partir des cartes "3-en-1" jusqu'à la numérisation finale. Le système laser permet un test plus global que le système d'injection de charges puisqu'il intervient au niveau des PM. Il assure le contrôle de la linéarité sur une plage d'énergie allant jusqu'à 2 TeV par voie de lecture, ce que ne permet pas la calibration en faisceaux (l'énergie disponible maximale est de 300 GeV). De nouvelles constantes correctives de calibration (concernant le gain et la linéarité de chaque voie de lecture) sont ainsi déterminées et stockées. Le système d'injection de charge et le système laser assurent par ailleurs un contrôle permanent des gains pendant les prises de données avec les particules, ce que ne permet pas la source de césium. Des prises de données césium (qui nécessitent plusieurs heures

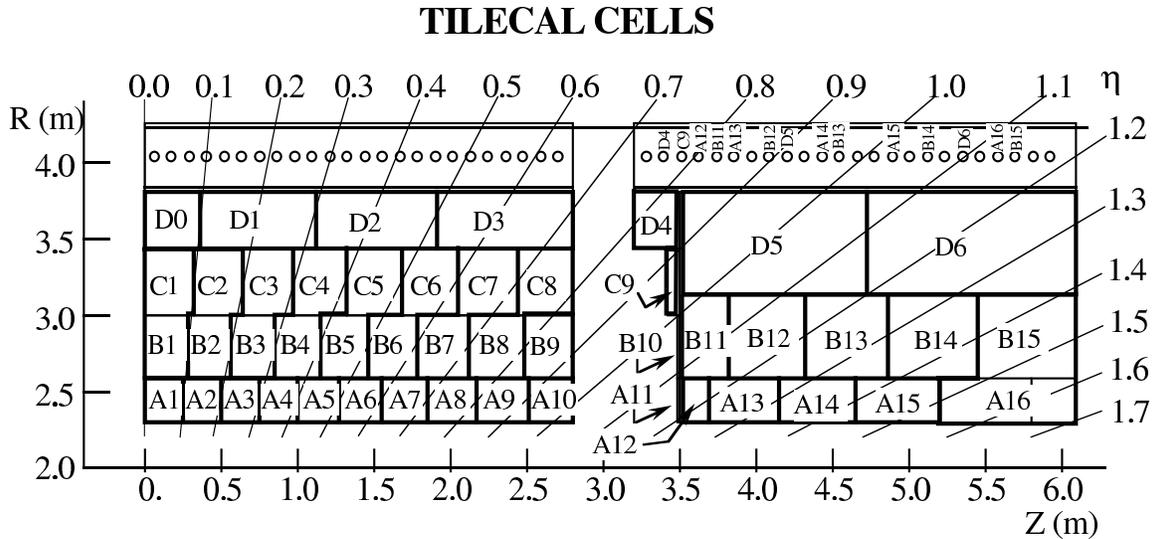


FIG. 4.4 – Définition des cellules du TileCal pour un demi-module de la partie tonneau et un module de la partie tonneau-étendu ($\eta > 0$). Seule la moitié de la cellule D0 est représentée. Une vue complète du TileCal est obtenue par l'association d'une figure symétrique en $\eta < 0$.

pendant lesquels les modules doivent être hors du faisceau) sont toutefois effectuées ponctuellement afin d'assurer le contrôle des voies et d'identifier certaines anomalies.

Les électrons : Le développement de la gerbe électromagnétique commence pratiquement dès l'entrée des électrons dans le module (modulation tuile-fer). Par ailleurs, la dimension des cellules est suffisante pour que la gerbe soit contenue dans une unique cellule quelque soit la configuration (permise par le dispositif mobile supportant les modules) et quelque soit l'énergie du faisceau. La calibration électromagnétique est donc limitée aux cellules les plus externes des modules. L'énergie reconstruite, comparée à l'énergie incidente, permet d'avoir un accès direct à l'échelle électromagnétique du calorimètre. Bien qu'aucun électron puisse atteindre le calorimètre hadronique dans le détecteur ATLAS (ils seront contenus dans le calorimètre électromagnétique), cette mesure est importante car elle permettra de calibrer la composante électromagnétique inhérente à toute gerbe hadronique (la fraction électromagnétique d'une gerbe hadronique est connue par ailleurs, *cf.* section 3.4.3 note ††).

Les muons : Dans ce cas, les modules sont complètement traversés (quelque soit leur configuration) et chaque cellule rencontrée reçoit un signal de MIP (Minimum Ionisation Particle). Les pertes d'énergie sont donc faibles mais elles sont toutefois bien reconstruites en utilisant la convolution d'une courbe de Landau et d'une gaussienne. Ces mesures sont utilisées à deux desseins.

- D’une part elles constituent un bon outil de vérification des résultats obtenus avec le Césium. En effet, dans le cas du Césium, comme dans les cas des muons, un signal identique est recueilli dans chacune des cellules et une grande uniformité est atteinte pour l’ensemble du module.
- D’autre part, ces mesures permettent le transport de l’échelle électromagnétique (obtenue pour quelques cellules avec le faisceau d’électrons) à l’ensemble des cellules du module.

Les pions chargés : Les modules sont placés dans leur configuration naturelle. La réponse des modules aux pions chargés est testée pour différentes pseudo rapidités afin de reproduire les configurations qui seront encourues pendant les prises de données avec des événements physiques. L’échelle absolue en énergie des pions chargés est ainsi déterminée pour un module sur huit.

(iii) Transport des calibrations dans ATLAS

La calibration absolue en énergie n’a pas été déterminée pour l’ensemble des modules. Le calorimètre complet est donc monté dans ATLAS en intercalant sept modules non calibrés entre deux modules calibrés. L’utilisation ultérieure de la source de césium à travers l’ensemble des modules permet :

- de corriger la dérive en temps de l’échelle absolue en énergie des modules qui ont été exposés au faisceau ;
- le transport de la moyenne de l’échelle d’énergie absolue des modules calibrés en faisceau aux modules non calibrés de façon absolue.

Au début des prises de données dans ATLAS, l’échelle absolue d’énergie des jets sera vraisemblablement connue avec une précision de 5 à 10%. Cette valeur sera issue des transports des calibrations des faisceaux dans ATLAS et étendue aux jets par des simulations Monte-Carlo.

(iv) Calibration du TileCal dans ATLAS

Les voies de lecture seront contrôlées par les systèmes intégrés mais aussi par la mesure du fond continu induit par les événements de biais minimum. L’approche finale de la calibration de l’énergie s’effectue toutefois *via* les événements physiques pulsés.

Contrôle des voies : Les systèmes intégrés (la source de Césium, l’injection de charge et le laser) seront utilisés pour calibrer et contrôler les voies de lecture avec la même méthodologie que lors des calibrations en faisceau. Outre les systèmes intégrés, la communauté du TileCal se propose d’utiliser les événements de bias minimum (*cf.*

section 2.1) comme un outil de contrôle supplémentaire. L'énergie déposée par ces événements est uniforme en azimuth et varie peu selon la pseudo rapidité dans la zone couverte ($|\eta| < 1.7$). De plus, elle est directement proportionnelle à la luminosité du LHC. Ainsi, le courant moyen dans chaque cellule, rapporté à la luminosité instantanée, est proportionnel à la réponse globale du TileCal et doit être constant dans le temps. Ce nombre, comparé aux résultats obtenus avec le laser ou la source de Césium, permet de suivre (et de corriger) en temps la réponse des voies de lecture. Par ailleurs, le courant quasi constant sur l'anode des PM peut être extrait sans interférer avec la mise en forme des signaux pulsés. Cette méthode est donc être réalisable pendant les prises de données sans être préjudiciable à l'acquisition des événements de physiques. Si la qualité des faisceaux ne permet pas une telle utilisation, les événements de biais minimum peuvent toutefois être exploités afin de diagnostiquer en ligne des anomalies.

Approche ultime : Le calorimètre hadronique n'est pas uniforme sur l'ensemble de la couverture angulaire. En particulier, la distribution de matériel passif selon la pseudo rapidité du détecteur produira de plus grandes variations sur la mesure de l'énergie que les erreurs sur la connaissance de la réponse des voies de lecture. Ainsi, des méthodes de calibration in-situ utilisant des processus physiques doivent être utilisés pour déterminer l'échelle absolue d'énergie.

Ces méthodes ne sont pas relatives au TileCal uniquement mais elles traitent de la calorimétrie dans son ensemble. Elles font l'objet de la section suivante.

4.3 Les méthodes de calibration in-situ

Pendant les prises de données, la réponse de l'énergie des calorimètres sera contrôlée par les systèmes mis en place pour chaque sous-détecteur. Ces systèmes permettent d'égaliser et de contrôler la dérive de la valeur de la réponse de chaque cellule avec une erreur inférieure au pourcent. Pourtant, sans autres contraintes sur la calibration, la précision sur la connaissance des échelles absolues en énergie serait loin des performances requises (matériel passif, bruit électronique, ...), en particulier en ce qui concerne la calorimétrie hadronique (5-10%). L'abondante production des bosons vecteurs au LHC sera donc mise à profit pour assurer les objectifs de la collaboration ATLAS (1% pour les jets) en appliquant des méthodes de calibration *in situ* avec des événements physiques. Diverses méthodes sont actuellement étudiées :

- la méthode E/p : elle assure l'intercalibration entre des détecteurs de différentes technologies, permet une comparaison directe avec les simulations Monte Carlo et donne l'échelle absolue en énergie des hadrons ;
- la reconstruction de la masse du W : cette méthode fournit une échelle en énergie des jets avec une précision de 1% dans une zone d'impulsion transverse intermédiaire (50-200 GeV) ;

- la balance Z +jet : cette méthode procure la précision requise dans des zones de plus haut p_T (>60 GeV) et elle permet une calibration indépendante de l'échelle en énergie des jets de b.

Les calibrations ainsi obtenues seront étendues aux zones cinématiques non couvertes par ces événements physiques par des simulations Monte Carlo. Ces différentes approches sont complémentaires et leur application combinée permettra d'accéder à la meilleure connaissance sur l'échelle absolue en énergie des jets.

4.3.1 Echelle absolue de l'énergie des hadrons

L'échelle absolue d'énergie des hadrons est obtenue par l'utilisation de la méthode E/p ([77],[78]). Cette méthode est basée sur la détection de hadrons chargés et isolés. Leur impulsion p , mesurée précisément dans le détecteur interne, est comparée à leur énergie E mesurée dans les calorimètres. Elle s'appuie sur l'égalité de la mesure des quantités E et p . Bien qu'aucun critère spécifique ne soit imposé sur la détermination de cette échelle absolue d'énergie, la méthode E/p , maillon de la chaîne de calibration pour accéder à la meilleure connaissance de la réponse du détecteur, se fixe comme objectif l'achèvement d'une précision de 1%.

La méthode E/p est une méthode de calibration relative au détecteur de traces. Il est donc remarquable que l'échelle absolue d'impulsion des particules chargées doit être déterminée avec une précision de 0.02% à basse luminosité et 0.1% pendant toute la période des prises de données (*cf.* section 4.1). En outre, au démarrage du LHC, l'échelle absolue en impulsion (du détecteur interne et du spectromètre à muons) sera connue avec une précision de 0.5% au plus, notamment grâce à l'établissement d'une carte précise du champ magnétique et à des mesures précises de la géométrie des éléments du détecteur interne. L'incertitude sur la connaissance de l'échelle absolue en impulsion n'est donc pas rédhibitoire dans le cadre de la méthode E/p .

Par ailleurs, les résolutions en énergie et en impulsion n'ont pas le même comportement en fonction de la cinématique de la particule incidente (*cf.* chapitre 3). La figure 4.5 montre notamment que la première diminue avec l'impulsion transverse alors que la seconde augmente. La méthode E/p bénéficie de la meilleure résolution du détecteur de traces à basse énergie[†]. Les zones cinématiques correspondant à la meilleure résolution relative sont représentées sur la figure 4.6. Les courbes limites $\sigma(E)/E = \sigma(p)/p$ représentent le cas le moins favorable pour lequel la valeur de la résolution relative est la plus grande (~ 0.054) à $\eta=0$ ($E \sim 145$ GeV) et la plus faible (~ 0.040) à $|\eta|=2.5$ ($E \sim 400$ GeV).

[†]Notons que les présents résultats sont issus de la comparaison de la résolution en énergie des hadrons mesurée expérimentalement (relation 3.12) et d'une paramétrisation des résolutions des paramètres de traces des muons à basse luminosité (relations 3.2 et 3.4), celles-ci étant similaires pour des hadrons chargés (*cf.* section 3.3).

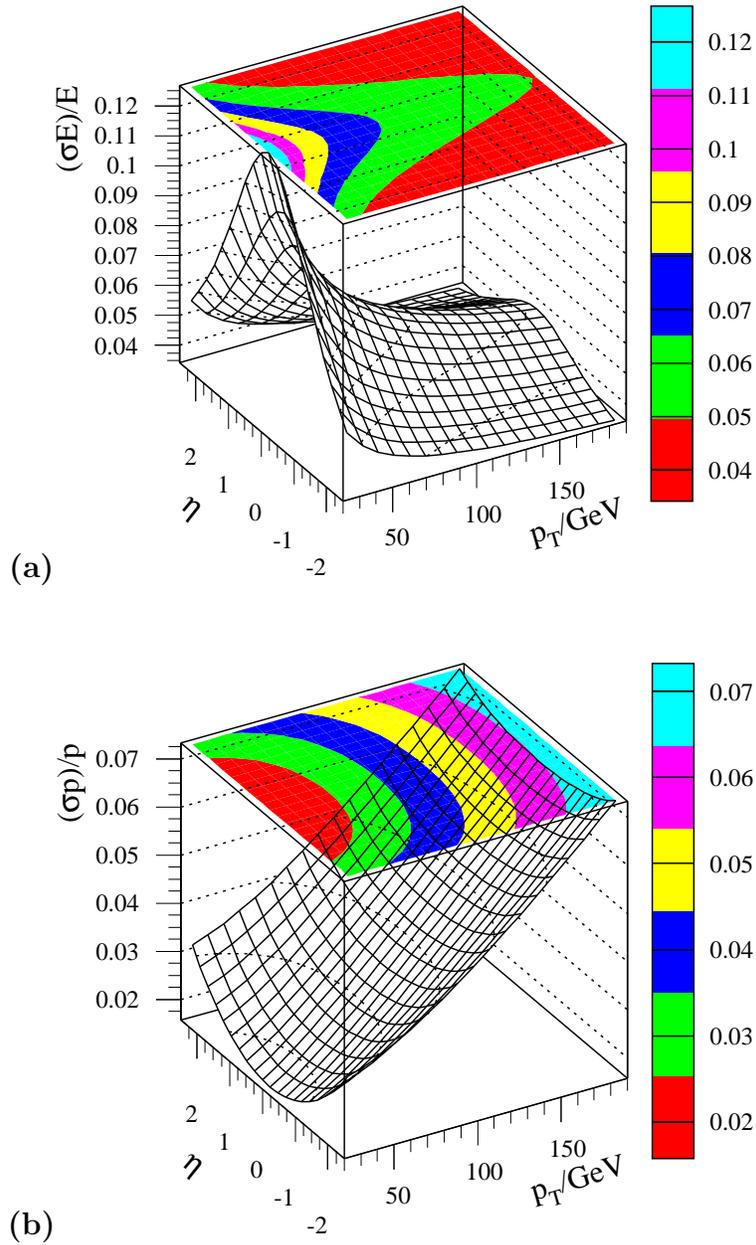


FIG. 4.5 – Résolutions en énergie (a) et en impulsion (b) dans le plan $[p_T, \eta]$. La première est issue de la relation 3.12 et la seconde des relations 3.2 et 3.4. Les grilles ont une maille de dimension $\Delta p_T \times \Delta \eta = 10 \text{ GeV} \times 0.25$.

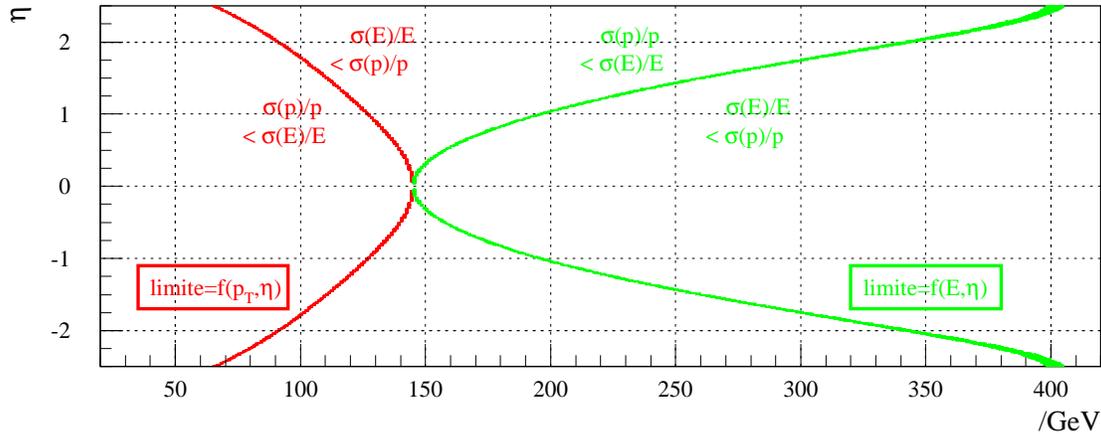


FIG. 4.6 – Zones cinématiques de meilleure résolution ($\sigma(p)/p$ ou bien $\sigma(E)/E$) pour des hadrons chargés et courbes limites, représentées dans les plans $[p_T, \eta]$ et $[E, \eta]$.

Cette méthode fixe l'échelle d'énergie absolue des hadrons chargés en tenant compte de la distribution de matériel passif dans le détecteur. Elle est la seule à permettre un lien direct entre les résultats obtenus en faisceau et le détecteur ATLAS dans sa configuration finale. Elle permettra en particulier de vérifier le bon accord avec les simulations Monte-Carlo (qui auront été elles-même basées sur les résultats obtenus en faisceau) et de prodiguer un outil pour intercalibrer les différentes technologies qui constituent le calorimètre hadronique dans la zone couverte par le détecteur interne.

L'étude de faisabilité de la méthode de calibration E/p dans le détecteur ATLAS fait l'objet de cette thèse. Les chapitres suivants décrivent la problématique de la méthode, la méthodologie appliquée et, finalement, les résultats obtenus.

4.3.2 Echelle absolue de l'énergie des jets

L'échelle absolue en énergie des jets intéresse nombre de canaux de recherche au LHC. En principe, il serait souhaitable d'avoir la même précision que celle de l'échelle absolue d'énergie des leptons (0.1%) mais les incertitudes liées aux effets physiques (comme la fragmentation du parton ou les radiations dans l'état initial ou final) et les effets instrumentaux (comme la non compensation des calorimètres) conduisent à des incertitudes expérimentales qui forcent la précision à un niveau de 1%.

Deux méthodes de calibration in-situ sont envisagées : la reconstruction de la masse du W dans les désintégrations $W \rightarrow jj$ [76] et la balance Z/jet [76].

Reconstruction de la masse du W

Dans le cas des jets issus de partons de saveur légères, les désintégrations $W \rightarrow jj$ issus de la désintégration d'un quark top procurent une large statistique (80×10^3

événements $t\bar{t}$, dont 1500 $l\nu jjb\bar{b}$, sont attendus par jour à basse luminosité). Cette méthode de calibration, basée sur la mesure de la masse reconstruite du système dijet bénéficiera de la bonne connaissance de la masse du W au début du LHC (une précision de 30 MeV est escomptée). Celle-ci permettra en particulier de comprendre le rapport entre l'échelle absolue en énergie des jets et l'échelle absolue en masse d'un système résonnant jet-jet.

L'état final $l\nu jjb\bar{b}$ ne souffre pas du bruit de fond en demandant l'étiquetage d'un lepton isolé ($p_T > 20$ GeV) et la reconstruction de quatre jets ($p_T > 40$ GeV) parmi lesquels deux sont étiquetés comme des jets de b. La masse invariante des jets de saveurs légères est utilisée pour reconstruire la masse du W . Une fenêtre en masse de ± 15 GeV autour de la valeur nominale du W est appliquée. La figure 4.7 montre que cette méthode souffre particulièrement des radiations QCD dans l'état final alors que l'effet des radiations dans l'état initial et les événements sous-jacents affectent peu les résultats. En effet, pour des jets reconstruits d'impulsion transverse de ~ 50 GeV, l'énergie perdue à l'extérieur du cône de reconstruction du jet est de l'ordre de 10% du p_T du jet. Pour des jets de plus hautes impulsions transverses (~ 200 GeV) un critère supplémentaire sur la séparation spatiale des jets est nécessaire pour s'affranchir des problèmes de superposition des jets.

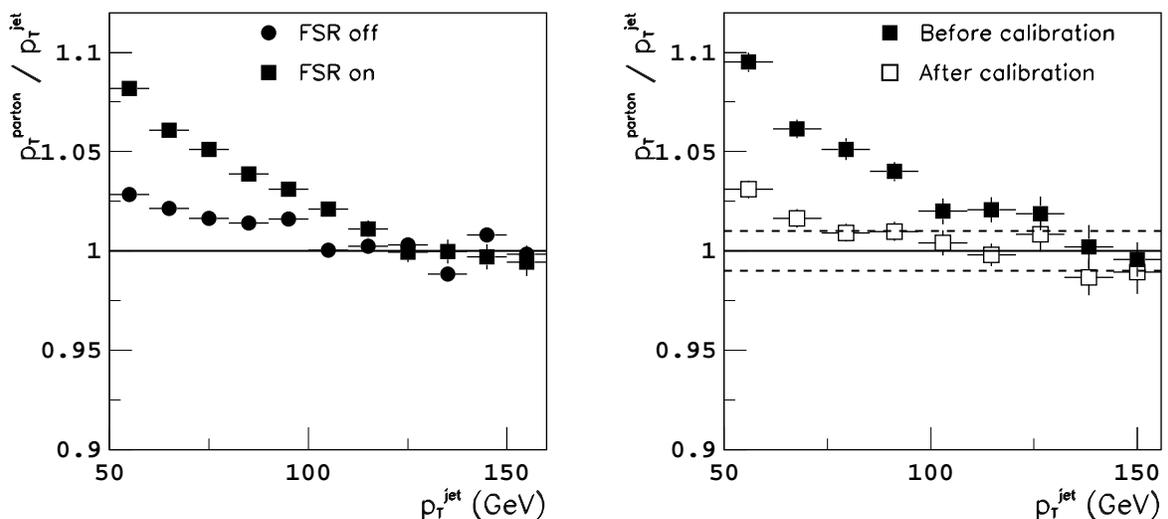


FIG. 4.7 – Rapport du p_T du parton et du p_T du jet reconstruit en fonction du p_T du jet dans les désintégrations $W \rightarrow jj$ issus des événements $t\bar{t}$, à gauche : en fonction des FSR ; à droite : avec ou sans application de la calibration.

La procédure de calibration consiste à égaliser la masse du système di-jet à la valeur de la masse du W en adaptant les quadri-vecteurs des jets. La figure 4.7 met en évidence le bénéfice de cette méthode. Pour des jets de d'impulsion transverse intermédiaire (entre 70 GeV et quelques centaines de GeV) la précision de 1% est atteinte. Pour des jets de plus basses impulsions transverses (~ 50 GeV) une précision

de 3% est possible. Dans les régions de hautes impulsions transverses la statistique fait défaut lorsque des jets bien séparés sont requis.

La balance Z/jet

Les événements qui contiennent un boson Z (se désintégrant en paires e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$) et un jet de haute impulsion transverse sont utiles pour vérifier la calibration issue des événements $W \rightarrow jj$ et également pour obtenir l'échelle absolue d'énergie des jets de b (les événements γ +jet, plus difficiles à extraire du fond QCD, feront l'objet d'une étude ultérieure). Cette méthode est basée sur la balance dans le plan transverse entre le jet et les produits de désintégration leptonique du Z (mesurés de façon précise).

Ce signal bénéficie d'une grande statistique mais il souffre du déséquilibre de la balance dû en particulier à la présence de jets additionnels issus de radiation. Cet effet est quantifié par le "déséquilibre fractionnel" : $FrI = (p_T^Z - p_T^{jet})/p_T^Z$. Cette quantité atteint 10% pour des jets de faible p_T (20-60 GeV) alors qu'elle est de 7% pour des jets de plus haut p_T (60-120 GeV). Des critères de sélection favorisant la topologie où le jet et le Z sont dos-à-dos sont appliqués (isolation en azimuth et veto sur les jets reconstruits dans l'événement). La figure 4.8 montre que l'application des critères de sélection a deux effets : d'une part elle diminue le déséquilibre entre le jet et le Z , et d'autre part elle améliore la résolution de sa distribution.

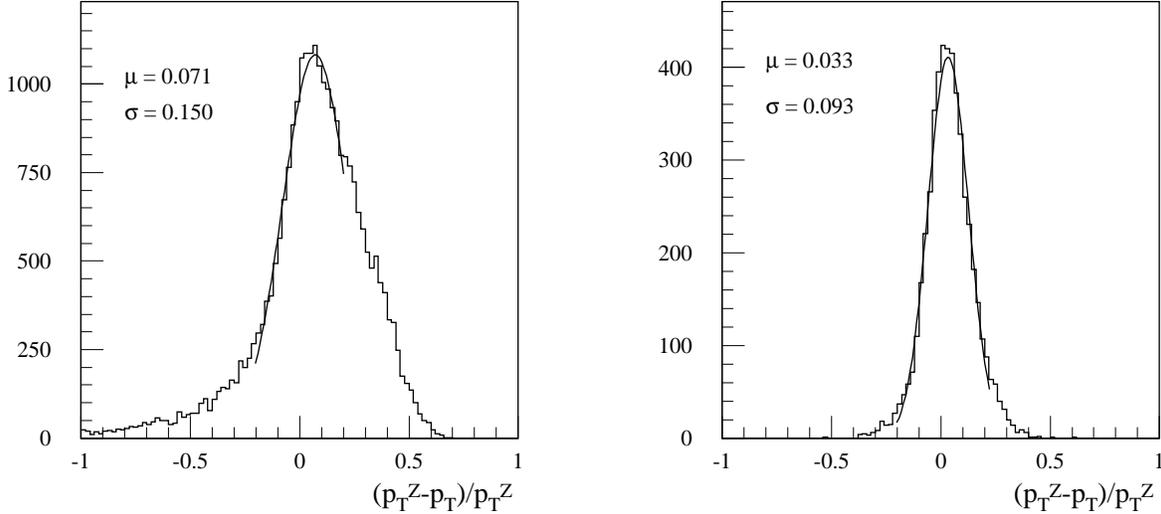


FIG. 4.8 – Déséquilibre fractionnel des événements Z +jet dont le jet de p_T maximum (reconstruit dans un cône de rayon $\Delta R=0.7$) est tel que : $60 < p_T < 120$ GeV avant (à gauche) et après (à droite) l'application des critères de sélection.

Les effets des radiations dans l'état final sont diminués en considérant un cône de rayon $\Delta R=1.0$. Dans ce cas la précision sur la calibration est similaire ou supérieure

à la valeur requise : elle atteint respectivement 1.4% et 0.2% pour les jets de basse et haute impulsion transverse. Les erreurs systématiques pour des jets de basse impulsion transverse ne permettent pas d'assurer une précision de 1% même pour un cône de rayon 1.0. Par contre, au-delà de 60 GeV celle-ci pourrait être atteinte. La statistique obtenue pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} (par exemple 340×10^3 événements tels que $20 < p_T < 60 \text{ GeV}$ sont attendus dans la partie tonneau) permet de couvrir l'ensemble des calorimètres (en incluant les calorimètres avant). Ceci permettra en particulier le transfert des calibrations entre les différents calorimètres et le contrôle de la linéarité dans les régions avant (où des jets d'une énergie de l'ordre du TeV sont attendus).

Chapitre 5

Source de hadrons isolés pour la méthode E/p

La calibration du calorimètre hadronique par la méthode E/p repose sur la détection de hadrons chargés et isolés. En principe tout processus physique conduisant à la production de tels hadrons peut être utilisé. Toutefois, la présente stratégie considère des hadrons naturellement isolés. Celle-ci conduit à définir une classe d'événements de signal spécifique. Elle est présentée dans la première section de ce chapitre. La deuxième section expose les événements de bruit de fond. Finalement, les outils utilisés pour la génération et la reconstruction des susdits événements sont détaillés.

5.1 Evénements de signal

Tous les processus physiques qui conduisent à la production de hadrons chargés isolés peuvent être utilisés. La méthodologie choisie consiste à considérer une source de hadrons chargés et isolés naturelle. Celle-ci est assurée par la désintégration d'un lepton τ^\pm en 1-prong hadronique : $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$. La notation " h^\pm " signifie un π^\pm ou bien un K^\pm , la proportion de K^\pm représentant $\sim 6\%$ de ces modes de désintégration[†].

De par la grande section efficace de production de bosons vecteurs au LHC, les processus considérés sont les suivants. La production à l'ordre le plus bas (Drell-Yan) ainsi que la production additionnelle de jets sont considérées (*cf.* section 2.4).

- $pp \rightarrow W(+jet) + X$ suivi de $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$
- $pp \rightarrow Z^0/\gamma^*(+jet) + X$ suivi de $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau_1 \tau_2$ et $\tau_1 \rightarrow h \nu_\tau$, $\tau_2 \rightarrow X$

[†]Notons que les pions chargés ont une probabilité plus élevée que les kaons chargés de faire un échange de charge. Leurs réponses sont donc différentes dans les calorimètres, notamment à basse énergie.

Tous les événements Z^0/γ^* avec au moins un hadron chargé provenant de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$ sont utiles. Bien que deux taus soient produits dans ces événements, de par les taux d'embranchement des bosons W et Z en τ^\pm (10.4% et 3.4% respectivement), la production de leptons τ^\pm *via* la désintégration d'un boson W est dominante.

Le hadron chargé isolé est détecté comme une trace isolée dans le détecteur interne et comme un jet étroit dans les calorimètres. Dans le cas de la production $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$, un second tau est produit. Celui-ci peut se désintégrer dans un mode hadronique ou bien leptonique, conduisant à la production d'un second τ -jet ou d'un lepton isolé (e ou μ) respectivement. Mais la présence d'un jet de tau n'est pas la seule caractéristique de ces événements. Le hadron chargé isolé provient de la désintégration d'un tau. Il est donc toujours associé à la production de deux neutrinos. Dans le cas de la production de W , la cinématique de l'événement conduit à une large énergie transverse manquante. La situation encourue dans le cas du Z^0/γ^* conduit à une valeur plus faible. Toutefois, la signature recherchée est un jet hadronique fin composé d'une trace unique, accompagné d'une grande valeur d'énergie transverse manquante.

Le processus physique $t \rightarrow Wb$ (dont le taux d'embranchement est proche de 100%) n'a pas été pris en compte dans cette étude. En effet, la section efficace de production inclusive $pp \rightarrow t\bar{t} + X$ est ~ 150 fois plus faible que la production directe $pp \rightarrow W^\pm(+jet)$.

5.2 Événements de bruit de fond

En principe, la méthode de calibration E/p est basée sur la détection de hadrons chargés isolés quelque soit le processus de production. Ainsi, aucun bruit de fond physique n'existe. Par contre, des effets instrumentaux, qui amènent à des mesures éronnées ou bien à des erreurs d'identification, conduisent à un grand bruit de fond instrumental. Les processus physiques dominants qui simulent une trace isolée sont pris en compte dans cette étude. Le premier est la production QCD. Le second provient des désintégrations du τ^\pm lui-même.

5.2.1 La QCD

La production de jets via des processus de QCD (présentée dans la section 2.2.2) a une section efficace qui est plus grande de sept ordres de grandeur que celle des processus de signal. Bien que la topologie de ces événements soient différente de celle du signal, des hadrons chargés isolés accompagnés d'une grande énergie transverse manquante peuvent être sélectionnés. Des critères simples permettent toutefois de rejeter ce fond avec une grande efficacité.

5.2.2 Le lepton τ^\pm

Le second bruit de fond qui est pris en considération provient des événements $W^\pm(+jet) \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^*(+jet) \rightarrow \tau^+ \tau^-$ pour lesquels le mode de désintégration du τ^\pm n'est pas celui du signal. La topologie de ces événements est identique à celle des événements de signal mais l'existence de traces supplémentaires ou bien de pions neutres augmente le rapport E/p. Les canaux de désintégration en question sont ceux qui mènent à la production d'une trace isolée accompagnée d'énergie neutre ou bien les modes en "3-prong" (et "5-prong") :

- $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau + n\pi^0 \quad n \geq 1 \quad (\text{BR}=37.0\%)$
- $\tau^\pm \rightarrow h^\pm h^\mp h^\pm \nu_\tau + n\pi^0 \quad n \geq 0 \quad (\text{BR}=14.9\%)$

Les fonds les plus dangereux sont ceux qui conduisent à la production d'un hadron chargé accompagné par des hadrons neutres car aucun trace supplémentaire est détectée et l'énergie additionnelle contribue à la mesure de l'énergie du jet. De plus, le canal de désintégration inclusif du τ^\pm qui a le plus grand taux d'embranchement ($\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ suivi de $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$) est également celui qui a la topologie la plus proche de celle du signal.

Dans la suite seront nommés "fond hadronique du τ^\pm " tous les canaux de désintégration hadronique du τ^\pm excepté ceux qui contribuent au signal ($\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm/K^\pm \nu$) et "fond leptonique du τ^\pm " les événements issus de la production des W et des Z^0/γ^* pour lesquels le τ^+ et le τ^- se désintègrent leptoniquement.

5.3 Génération et reconstruction des événements

Dans cette étude, des événements complets et des particules uniques ont été générés. Dans le premier cas, une simulation rapide du détecteur a été utilisée alors qu'une simulation complète du détecteur a été nécessaire dans le second.

5.3.1 Les événements complets

Pour étudier la réjection du bruit de fond QCD, des événements physiques complets ont été engendrés. Une haute statistique étant nécessaire, le programme de simulation rapide ATLFASST du détecteur ATLAS a été utilisé.

Génération des événements

Les événements ont été générés avec PYTHIA 6.122 [51],[52] (sans superposition d'événements de biais minimum) et les fonctions de structure CTEQ4M [79].

La section efficace du processus $pp \rightarrow W(+jet) + X$ suivi de la désintégration $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ a une section efficace de 18.3 nb. Celle du processus $pp \rightarrow Z^0/\gamma^*(+jet) + X$ suivi de $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$ est plus grande (25.3 nb). Mais 84% de ces événements correspondent à la zone cinématique $4 < \hat{m} < 15$ GeV amenant à la production de τ^\pm de faibles impulsion transverse *. Ainsi, ce processus conduit à produire un faible taux d'événements utilisables en ce qui concerne la calibration en E/p .

La simulation de la désintégration du τ^\pm a été faite via TAUOLA 2.6 [80]. Ce programme permet notamment de simuler la polarisation des leptons τ^\pm . Or, dans le cas de la désintégration du W^\pm en $\tau^\pm \nu$, il a été montré que la polarisation du τ^\pm tend à diminuer l'impulsion transverse de ses produits de désintégration (cf. section 2.3). Pour ne pas être optimiste quant à l'estimation du nombre d'événements de signal sélectionnés, il est donc important de prendre en compte cet effet.

Les événements de signal correspondent à ceux pour lesquels au moins un τ^\pm se désintègre en $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ ou bien en $\tau^\pm \rightarrow K^\pm \nu_\tau$. Tous les autres modes de désintégration sont considérés comme du fond. Chaque processus inclusif a été généré proportionnellement à son taux d'embranchement (cf. table 5.1). 500k et 750k événements ont été générés pour les processus $W^\pm(+jet) \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^*(+jet) \rightarrow \tau^+ \tau^-$ respectivement. Le poids de chaque événement Monte-carlo † est inférieur à 1000.

Canal de désintégration du τ^\pm dans TAUOLA	BR
$\tau^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e \nu_\tau$	18.1%
$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \nu_\tau$	17.6%
$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$	11.1%
$\tau^\pm \rightarrow K^\pm \nu_\tau$	0.7%
$\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ avec $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$	24.2%
$\tau^\pm \rightarrow a_1^\pm \nu_\tau$ avec $a_1^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm/0 \pi^\mp/0$	13.0%
$\tau^\pm \rightarrow K^{*\pm} \nu_\tau$	1.3%
$\tau^\pm \rightarrow n\pi^\pm + m\pi^0$ ($n \geq 1, m \geq 0$)	5.6%

TAB. 5.1 – *Canaux de désintégration du τ^\pm étudiés et taux d'embranchement respectifs donnés par TAUOLA.*

La fragmentation d'un parton q de saveur légère (u, d, c, s, g) est différente de celle du parton b. Les événements $qq \rightarrow qq$ et $b\bar{b}$ ont donc été étudiés et à fortiori générés séparément. La production d'événements $qq \rightarrow qq$ a une section efficace très élevée ($\sigma = 4.50 \times 10^7$ nb pour $\hat{p}_T > 5$ GeV) piquée aux basses valeurs de \hat{p}_T^\ddagger . De façon à avoir une estimation précise du nombre d'événements qui simule un hadron chargé

*La grandeur \hat{m} désigne la masse du sous-système du choc dur, *i.e.* $\hat{m} = \sqrt{\hat{s}}$.

†Le poids d'un événement Monte-Carlo est défini comme le nombre d'événement attendu qu'il représente pour la luminosité intégrée considérée.

‡La grandeur \hat{p}_T représente l'impulsion transverse dans le centre de masse du sous-système du processus dur $2 \rightarrow 2$ (ou bien $2 \rightarrow 1 \rightarrow 2$).

isolé, ces événements ont été générés en utilisant un découpage fin en \hat{p}_T (présenté dans la table 5.2). En ce qui concerne la génération des événements $b\bar{b}$ ($\sigma = 1.84 \times 10^5$ nb), le découpage est moins étendu mais il est suffisant pour que le poids résultant de chaque événement Monte-Carlo soit acceptable (*cf.* table 5.3).

segment en \hat{p}_T	N(eve) générés	Poids (/1MC)	segment en \hat{p}_T	N(eve) générés	Poids (/1MC)
05 - 10	1650k	239×10^6	55 - 60	1650k	25×10^3
10 - 15	2400k	173×10^5	60 - 65	1650k	17×10^3
15 - 20	2400k	395×10^4	65 - 70	1650k	11×10^3
20 - 25	1800k	173×10^4	70 - 75	1650k	8×10^3
25 - 30	1800k	697×10^3	75 - 80	1650k	6×10^3
30 - 35	1650k	356×10^3	80 - 85	1650k	4×10^3
35 - 40	1650k	184×10^3	85 - 90	1650k	3×10^3
40 - 45	1650k	103×10^3	90 - 100	1350k	5×10^3
45 - 50	1550k	65×10^3	100 - 120	850k	8×10^3
50 - 55	1650k	38×10^3	>120	850k	7×10^3

TAB. 5.2 – Nombre d'événements générés dans chaque segment de \hat{p}_T considéré pour la QCD de saveur légère et poids résultant d'un événement Monte-Carlo.

segment en \hat{p}_T	N(eve) générés	Poids (/1MC)	segment en \hat{p}_T	N(eve) générés	Poids (/1MC)
00 - 10	2250k	748×10^3	20 - 25	1150k	9×10^3
10 - 15	2250k	50×10^3	25 - 35	1150k	6×10^3
15 - 20	2250k	13×10^3	>35	1150k	3×10^3

TAB. 5.3 – Nombre d'événements générés dans chaque segment de \hat{p}_T considéré pour la production de $b\bar{b}$ et poids résultant d'un événement Monte-Carlo.

Simulation du détecteur et reconstruction des événements

La réponse du détecteur ATLAS a été simulée en utilisant le programme de simulation rapide ATLFAST[81]. Tous les paramètres avaient leur valeur par défaut. La reconstruction des objets intéressants pour la calibration en E/p est réalisée de la façon suivante :

- Chaque particule chargée et stable dans la zone de pseudo rapidité du détecteur interne est reconstruite comme une trace si son impulsion transverse est supérieure à 500 MeV (valeur minimum pour échapper au volume du détecteur interne dans un champ de deux teslas). Les paramètres des traces (en particulier ϕ , $\cot\theta$ et $1/p_T$) sont dégradés en accord avec les résolutions du détecteur interne.

- Pour la reconstruction des jets, des groupes de cellules sont utilisés. L'énergie transverse de toutes les particules stables est sommée scalairement dans des cellules calorimétriques de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans la zone $|\eta| < 3.2$ et 0.2×0.2 dans la zone $3.2 < |\eta| < 5.0$. L'effet du champ solénoïdal de deux teslas sur la position en azimuth de chaque particule chargée de $p_T > 500$ MeV est paramétrisé. Le regroupement des cellules est effectué en utilisant un algorithme de cône fixe de rayon 0.4. Par la suite, l'énergie des regroupements qui ont été étiquetés ni comme des électrons isolés ni comme des photons isolés, est dégradée avec la résolution du calorimètre hadronique. Finalement, un jet est défini si le groupe de cellules est tel que : $p_T > 15$ GeV et $|\eta| < 5$.
- L'énergie transverse manquante est obtenue en sommant vectoriellement l'impulsion transverse de objets identifiés (électrons isolés, photons isolés, muons et jets) ainsi que celle des groupes de cellules qui ne contribuent pas à un jet et l'énergie transverse de toutes les cellules non utilisées (dégradée comme les jets). La valeur de E_T^{miss} ne tient pas compte des effets instrumentaux (en particulier l'énergie perdue dans les zones mortes). La valeur ainsi calculée reflète donc les performances optimistes du détecteur ATLAS.

Etiquetage des τ -jets

Les performances d'identification des jets de τ^\pm dans le détecteur ATLAS ont été étudiées [47] avec une simulation complète du détecteur avec des événements $A^0 \rightarrow \tau\tau$. Les résultats de cette étude ont été utilisés dans ATLFAST pour fournir des critères d'identification des jets de taus et dans la sur-couche ATLFAST-B pour paramétriser les effets d'inefficacité de détection.

Dans ATLFAST les jets sont identifiés comme des jets de τ^\pm (" τ -jet") si les produits de désintégration hadroniques (notés " τ -had") respectent les critères suivants :

- $p_T(\tau\text{-had}) > 10$ GeV
- $|\eta(\tau\text{-had})| < 2.5$
- $p_T(\tau\text{-had})/p_T(\text{jet}) > 0.9$
- $\Delta R(\tau\text{-had}, \text{jet}) < 0.3$

L'efficacité d'étiquetage des jets de τ^\pm résultante est de 92% en moyenne pour le processus $A^0 \rightarrow \tau\tau$ ($m_{A^0} = 300$ GeV) et de 77% pour le processus $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$.

Le programme ATLFAST est complété par le programme ATLFAST-B qui simule notamment les efficacités/réjections d'étiquetage des jets de b , de τ^\pm . Ces paramétrisations sont issues d'études faites avec une simulation complète du détecteur. L'efficacité d'identification des jets de taus a été étudiée en fonction des variables suivantes :

- la fraction de l'énergie transverse (électromagnétique et hadronique) contenue entre les cônes de rayons $R=0.1$ et $R=0.2$ centrés sur le jet ;
- le rayon du jet dans le calorimètre électromagnétique ;
- le nombre de traces chargées dans un cône ($R=0.3$) qui pointent vers le jet.

Ces critères ont été optimisés pour différentes zones de pseudo rapidité et d'impulsion transverse. Des paramétrisations simples de l'efficacité d'identification des jets de tau en fonction du taux de réjection des jets de QCD en sont déduites. Elles sont implémentées dans ATLFAST-B pour trois zones de pseudo rapidité (0.0-0.7, 0.7-1.5 et 1.5-2.5) et pour des jets dont l'impulsion transverse est telle que $15 < p_T < 150$ GeV. Les paramétrisations sont illustrées par la figure 5.1.

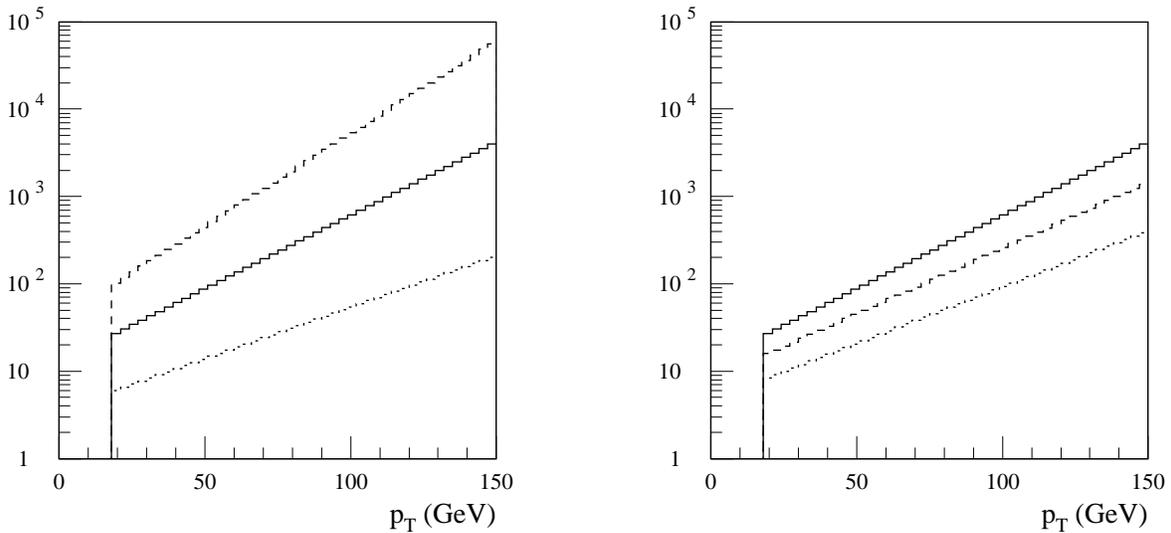


FIG. 5.1 – Paramétrisations de la réjection des jets de QCD pour : (à gauche) une efficacité d'étiquetage des τ -jet de 30%, 50% et 70% (de haut en bas) dans la zone $|\eta| < 0.7$ et (à droite) pour une efficacité d'étiquetage des τ -jet de 50% dans les zones $|\eta| < 0.7$, $0.7 < |\eta| < 1.4$ et $1.4 < |\eta| < 2.5$ (de haut en bas).

L'étude de faisabilité de la méthode E/p présentée dans cette thèse (excepté la sélection en ligne des événements) est traitée en s'appuyant sur le programme de reconstruction ATLFAST sans utiliser la sur-couche ATLFAST-B. Cette approche permet de développer des critères spécifiques à la sélection d'une trace isolée sans interférer avec ceux paramétrisés dans ATLFAST-B et qui concernent plus généralement la sélection d'un tau hadronique ("1-prong", "3-prong" ou bien "5-prong").

5.3.2 Les particules

Les effets fins du détecteur ont été étudiés dans une simulation complète du détecteur. Pour éviter des temps de calculs trop longs, des particules (π^+ et ρ^+) ont été générées en différents points cinématiques (définis par l'énergie et la pseudo rapidité). Les π^+ ont été générés dans GEANT [82] et les ρ^+ dans ATGEN [83]. Les points cinématiques et la statistique engendrée sont présentés dans la table 5.4.

η	(zone)	E/GeV	N(π^+)	N(ρ^+)
0.30	(tonneau)	55	1.0×10^3	1.0×10^4
2.20	(bouchon)	210	1.0×10^3	3.6×10^3

TAB. 5.4 – Nombre de particules engendrées aux points cinématiques (E, η) considérés.

Simulation détaillée du détecteur

La simulation complète du détecteur ATLAS est précise et réaliste. Elle est réalisée avec le programme DICE (Detector Integration for a Collider Experiment) lui-même basé sur GEANT (3.21 pour la version courante). Celui-ci décrit la géométrie du détecteur et les interactions des particules avec la matière (depuis quelques MeV jusqu'à quelques TeV). Lorsque les modèles des processus physiques de GEANT ne sont pas adéquats, d'autres modèles sont utilisés. En particulier, les gerbes hadroniques sont décrites par le programme CALOR. Il décrit mieux les données prises en faisceaux que les programmes G-FLUKA ou GEISHA. La géométrie de chaque sous-détecteur est décrite très précisément ainsi que la matière morte (services, cryostat...) car elle a un impact crucial sur les performances du détecteur. Pour cela 16×10^6 volumes sont décrits dans GEANT. La description du champ magnétique est également incluse. Dans le détecteur interne un champ solénoïdal constant est considéré (cela n'a pas d'impact majeur sur la résolution des paramètres de traces sauf celle en p_T^{-1}) alors que des descriptions plus précises sont utilisées dans les calorimètres et dans le spectromètre à muons. Les informations sont alors traitées de façon à simuler les données qui seront distribuées par les chaînes de lecture du détecteur ATLAS (étape de numérisation). Ce sont les données d'entrée pour la reconstruction des événements.

Reconstruction des événements

La reconstruction des événements est réalisée avec le programme ATRECON [84] (sauf dans le cas de l'élaboration des menus de déclenchement où le programme ATRIG[85] est utilisé). Il permet l'obtention des informations détaillées pour chaque sous-détecteur (comme la position et l'énergie des cellules touchées). Des programmes

dédiés permettent la reconstruction des objets intéressants pour chaque sous-détecteur. Par exemple :

- L'énergie des cellules des calorimètres est projetée dans des matrices de maille $\Delta\eta \times \Delta\phi=0.1 \times 0.1$. La clusterisation est appliquée à partir de ces dernières. Plusieurs algorithmes de reconstruction de jet sont disponibles [86], par défaut un cône fixe est utilisé.
- L'énergie transverse manquante est reconstruite à partir de l'énergie transverse déposée dans les cellules des calorimètres.
- Les objets électromagnétiques sont reconstruits. Leurs position et énergie sont corrigées des effets de modulations dûs à la position de la particule. Des critères d'identification sur la forme des gerbes permettent de distinguer les électrons des photons.
- Les traces sont reconstruites à partir des particules chargées présentes au niveau de la génération de la cinématique de l'événement. Trois programmes de reconstruction sont disponibles : iPatRec, PixlRec et xKalman. Leurs performances sont équivalentes.

Les informations de tous les détecteurs sont combinées afin de prodiguer de meilleures performances d'identification.

En ce qui concerne le bruit dans le détecteur, diverses options sont proposées : l'utilisateur peut activer la simulation du bruit électronique et (ou) celle du phénomène d'empilement des événements de biais minimum (dans chacun des deux modes de fonctionnement du LHC). La simulation du filtre digital[†] est également possible.

Options de reconstruction utilisées

Les particules engendrées sont reconstruites avec ATRECON en simulant le bruit électronique. Une coupure à deux écarts standards du bruit est faite et la simulation du filtre digital est appliquée (sauf si la simulation de l'empilement des événements de biais minimum est activée). En ce qui concerne les jets, nous avons utilisé l'algorithme du cône fixe ($R=0.4$) et le seuil en énergie transverse est fixé à 12 GeV. Nous avons effectué la reconstruction des traces avec le programme xKalmann [88]. Le jet est utilisé comme point de départ pour la recherche des traces (dans une zone de demi-longueur 0.5 dans les directions η et ϕ). Leur p_T minimum est fixé à 500 MeV.

Le programme de simulation rapide ATLFAST est utilisé simultanément. Les mêmes paramètres que ceux adoptés pour les événements complets sont fixés. Ceci permet une comparaison directe des performances respectives de ces deux options de reconstruction.

[†]Le filtre digital permet de traiter l'information du calorimètre électromagnétique d'ATLAS en achevant le meilleur rapport signal/bruit [87].

Chapitre 6

Sélection en ligne des événements

La première étape de la sélection des événements consiste en la sélection en ligne. Celle-ci est dictée par les menus de déclenchement disponibles. Cet aspect est crucial pour le programme de physique car un événement qui ne serait pas sélectionné par les niveaux successifs de déclenchement serait définitivement perdu. Ainsi, les menus sont construits de façon à couvrir l'ensemble du programme de physique envisagé. Les premiers niveaux (LVL1 et LVL2) proposent des menus de déclenchement sur les taus dans leur mode de désintégration hadronique. Par contre, le dernier niveau (EF) n'est pas définie à l'heure actuelle. Une première étude des fréquences de sortie a donc été menée à ce niveau. Elle montre notamment que l'addition de critère angulaire permet de diminuer les fréquences de sortie tout en conservant une grande efficacité de sélection des événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$.

6.1 Les menus spécifiques

Plusieurs thèmes de recherche, parmi lesquels certaines signatures SUSY à grand $\tan\beta$ ou bien la mise en évidence du boson de Higgs A^0 , sont intéressés par un trigger de tau dans ses canaux de désintégration hadronique. Les menus proposés par le groupe "trigger" d'ATLAS pour le déclenchement à basse luminosité sont :

- au LVL1 : T20+XE30 ;
- au LVL2 : τ 20+xE30.

Ils correspondent à la présence dans l'événement d'un candidat τ dont l'énergie transverse est supérieure à 20 GeV[†] et à la mesure d'une valeur d'énergie transverse manquante dépassant le seuil de 30 GeV. Cette double contrainte baisse les fréquences de manière significative par rapport au déclenchement sur un type d'objet unique.

[†]Les seuils présentés dans les menus correspondent à une efficacité de déclenchement de 90% sur un objet ayant cette énergie. Les seuils appliqués sont donc moindres.

L'élaboration de tels menus est délicate car ils combinent deux objets qui sont particulièrement difficiles à manipuler en ce qui concerne le déclenchement :

- Un tau dans ses modes de désintégrations hadroniques a des caractéristiques très proche de celle des jets. Or le LVL1 ne permet pas d'élaborer des variables sophistiquées comme il serait possible aux niveaux supérieurs ou bien dans les analyses hors ligne (temps de latence, granularité grossière, absence des données du détecteur interne). La discrimination entre ces deux entités est basée sur la forme d'un jet de tau : celui-ci est fin et plus particulièrement dans le calorimètre électromagnétique.
- L'énergie transverse manquante est déterminée avec une grande incertitude au LVL1 (granularité, bruit électronique, empilement des événements de biais minimum, calibration). De plus le mécanisme local des régions d'intérêt (*cf.* section 3.6) est mal adapté à cette quantité qui est construite sur l'événement complet.

Ainsi, les seuils des menus concernés ne sont pas fermement figés et nécessitent des études plus approfondies que celles qui sont disponibles. Les fréquences résultantes, dominées par les événements de QCD, sont indicatives mais elles montrent toutefois la faisabilité de tels menus. Les efficacités de déclenchement sur un objet de type τ , au LVL1 et au LVL2, ont été élaborés sur des événements $A^0 \rightarrow \tau\tau$ pour une masse m_{A^0} variant de 150 GeV à 450 GeV. Les efficacités de sélection des événements $W \rightarrow \tau\nu$ et $Z^*/\gamma \rightarrow \tau\tau$ ne sont pas disponibles.

6.2 Le menu T20+XE30 du LVL1

A ce niveau, seules les données calorimétriques sont utilisées (les données du détecteur interne ne sont pas accessibles). Des angles solides projectifs limités dans le plan (η, ϕ) par la granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ sont considérés. Chaque volume ainsi définit correspond à une tour calorimétrique de déclenchement. Les grandeurs utilisées sont construites sur l'énergie déposée dans ces tours. Un seuil de 1 GeV est appliqué à chaque tour.

6.2.1 Déclenchement sur un candidat τ /hadron

Plusieurs algorithmes ont été étudiés par la collaboration afin d'implémenter un trigger de τ au LVL1 [69]. Ceux-ci sont basés sur une fenêtre de taille 4×4 (en unité de tours de déclenchement calorimétrique dans le plan (η, ϕ)) qui définit la région d'intérêt. Seule la zone de pseudo rapidité couverte par le détecteur interne ($|\eta| < 2.5$) est prise en compte. Le seuil en énergie transverse dénoté dans les menus (20 GeV en l'occurrence) est appliqué à un groupe de tours calorimétriques appelé ensemble de déclenchement ("trigger cluster").

L'algorithme préféré est basé sur la construction d'un ensemble de déclenchement qui tient intrinsèquement compte de la finesse de la gerbe issu d'un tau. En effet, celui-ci résulte de l'association de 2×1 (ou 1×2) tours dans la partie électromagnétique et de 2×2 tours dans la partie hadronique (cf. Fig. 6.1). Le seuil en énergie transverse est appliqué à l'ensemble de déclenchement (parmi les quatre possibilités) dont l'énergie transverse est maximum. Par ailleurs, des critères d'isolation explicites peuvent être appliqués aux couronnes composées des 12 tours périphériques (dans les parties électromagnétique et hadronique indépendamment). Le double comptage est évité en appliquant un algorithme de recherche de maximum local[†]. La fenêtre 2×2 centrale donne les coordonnées de la RoI.

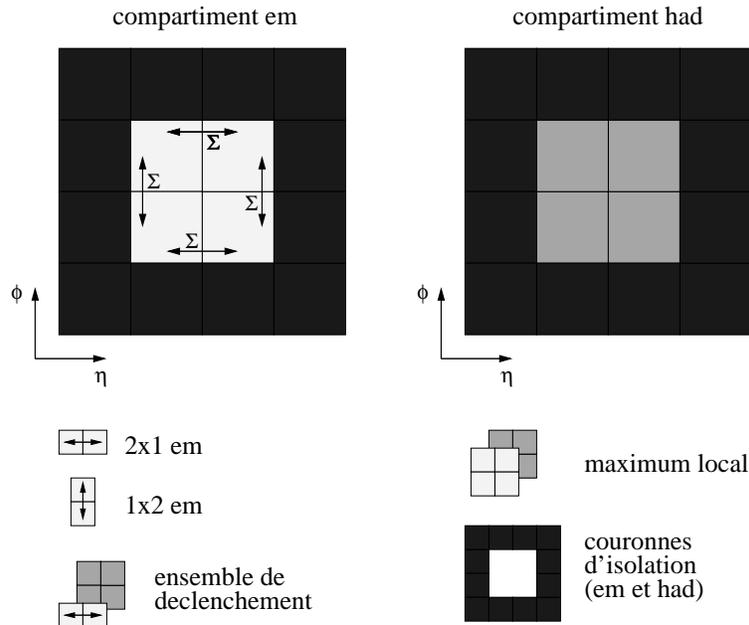


FIG. 6.1 – Représentation dans le plan (η, ϕ) de l'algorithme de recherche de candidat τ au LVL1. Les parties électromagnétique (*em*) et hadronique (*had*) sont distinguées.

Cet algorithme a été étudié en utilisant des événements QCD à deux jets reconstruits dans une simulation complète du détecteur. L'application d'un trigger de tau seul est prohibée par la fréquence résultante. Par exemple, si un seuil de 20 GeV est requis, la fréquence résultante s'élève à 25 kHz (sans appliquer de critères d'isolation et en négligeant le phénomène d'empilement). Cette valeur correspond à $\sim 50\%$ de la bande passante maximum tolérée au LVL1. L'effet des critères d'isolation a été étudié. L'isolation dans la partie hadronique s'est avérée moins efficace que l'isolation

[†]Pour la recherche de maximum local, les parties électromagnétique et hadronique ne sont pas distinguées. L'énergie transverse contenue dans la fenêtre 2×2 centrale doit être supérieure à celle contenue dans chacune des huit autres fenêtres 2×2 qui peuvent être construites dans la fenêtre 4×4 considérée.

électromagnétique. Toutefois, cette dernière ne permet pas de baisser la fréquence de sortie de façon suffisante.

6.2.2 Déclenchement sur l'énergie transverse manquante

Au LVL1, l'algorithme de déclenchement sur l'énergie transverse manquante est élaboré en sommant l'énergie déposée dans des fenêtres calorimétriques 2×2 [89]. Les composantes de l'énergie manquante dans le plan transverse (x,y) sont ainsi calculées. Afin d'optimiser la mesure de ces quantités, la zone de pseudo rapidité couverte est la plus large possible : $|\eta| < 4.9$.

Sa résolution est par ailleurs fortement affectée par la résolution des calorimètres, leur réponse et leur non-compensation, l'addition de bruit électronique (qui dégrade particulièrement les basses valeurs de l' E_T^{miss}) et les contraintes imposées à la chaîne de lecture (qui implique en particulier un seuil de l'ordre de 1 GeV sur chaque tour calorimétrique et une dynamique qui ne dépasse pas 256 GeV).

La fréquence de sortie est dominée par les événements QCD pour lesquels une grande valeur d'énergie transverse manquante est mesurée et par les événements de biais minimum empilés. Cet algorithme a été étudié avec une simulation rapide du détecteur. A basse luminosité la superposition de 2.3 événements de biais minimum en moyenne augmente la fréquence de sortie du trigger d'un facteur cinq environ pour de faibles valeurs de l'énergie transverse manquante ($E_T \leq 60$ GeV). Au-delà de 100 GeV, le phénomène d'empilement a un effet négligeable. Tous ces effets combinés, un seuil de 30 GeV induit une fréquence résultante de $\sim 10^2$ kHz (cette valeur est du même ordre de grandeur que la valeur maximale de sortie du LVL1). Celle-ci est très instable en fonction du seuil appliqué. Par exemple, pour une variation de 5 GeV autour de la valeur centrale 30 GeV, la fréquence de sortie varie d'un ordre de grandeur.

6.2.3 Combinaison des déclenchements

Les résultats combinant le déclenchement sur les objets T et XE [89] obtenus à basse luminosité sont représentés sur la figure 6.2. Les fréquences résultantes, dominées par les événements QCD, sont de l'ordre du kHz pour des valeurs de seuils avoisinant 30 GeV. En particulier, le menu T20+XE30 induit une fréquence de ~ 2 kHz.

6.3 Le menu $\tau 20 + xE30$ du LVL2

Par le biais du mécanisme des RoI, la position (avec la granularité 0.1×0.1) et l'énergie transverse de chaque objet identifié au LVL1, ainsi que les composantes de l'impulsion manquante dans le plan (x,y), sont transmises au LVL2. Son rôle est de vérifier la décision du LVL1 et d'en affiner les résultats. Pour cela le LVL2 dispose

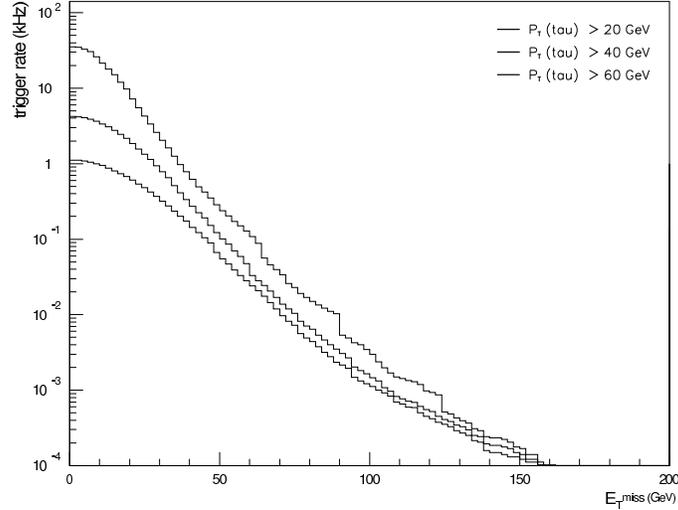


FIG. 6.2 – Fréquence de sortie du déclenchement sur la combinaison des objets τ /hadron et E_T^{miss} pour différentes valeurs de seuils à basse luminosité. 2.3 événements de biais minimum sont superposés en moyenne.

en particulier des données calorimétriques avec leur granularité optimale (sans seuil sur les tours) et des données du détecteur de traces. Par ailleurs, des coefficients de calibration propre à chaque région des calorimètres sont appliqués selon le type d'objet considéré.

6.3.1 Déclenchement sur un candidat τ

L'identification d'un candidat τ au LVL2 [90] est basée sur la sélection d'un jet fin et isolé auquel est associé des traces.

Après avoir vérifié la décision du LVL1 (avec l'algorithme présenté précédemment en incluant les critères d'isolation), la sélection d'un candidat τ au LVL2 est effectuée. En ce qui concerne la partie calorimétrique les contraintes porte sur l'énergie transverse déposée dans un petit noyau de la RoI (cône de dimension $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.15 \times 0.15$) et sur la fraction d'énergie électromagnétique déposée dans ce noyau par rapport à celle déposée dans la RoI (fenêtre 4×4). Chacune de ces quantités doit excéder un seuil. Par la suite, les traces chargées générées affectées d'une efficacité de 90% sont utilisées. Le nombre de traces chargées associées à la RoI est restreint à un ou trois.

Cette étude montre que les fréquences de sorties peuvent être améliorées d'un facteur cinq par rapport au LVL1. Une réjection supplémentaire (de l'ordre de deux) contre les jets de QCD peut être obtenue en demandant exactement une trace mais cette contrainte réduit l'efficacité de sélection des taus de $\sim 30\%$. Ce critère n'est pas inclus dans l'algorithme officiel.

6.3.2 Déclenchement sur l'énergie transverse manquante

De par le mécanisme local des RoI appliqué entre le LVL1 et le LVL2, l'énergie transverse manquante ne peut pas être recalculée. Des raffinements peuvent tout de même être apportés. En particulier, la quantité mesurée au LVL1 peut être corrigée des muons énergétiques et des effets de saturations de la chaîne de lecture.

6.3.3 Combinaison des déclenchements

Le facteur de réjection de cinq dont la faisabilité a été montrée dans l'étude [90] est appliqué à la fréquence résultante du LVL1. De cette façon, le menu $\tau 20 + xE30$ donne une fréquence de ~ 400 Hz. Ce résultat n'est qu'indicatif car ils combinent les incertitudes quant à la fréquence de sortie du déclenchement sur l'énergie transverse manquante du LVL1 (et ne tient pas compte des raffinements qui pourraient être apportés au LVL2) et celles dues à l'extrapolation des résultats obtenus au LVL2 pour le déclenchement sur un tau de haut p_T à un seuil plus faible. Si les menus de déclenchement pour la physique du B sont écartés, ce menu est celui qui a la plus grande fréquence de sortie. Cela montre la difficulté de construire un menu sur la combinaison des objets τ et E_T^{miss} en maintenant des seuils bas.

6.4 Estimation des performances au niveau de l'EF

Le but de la collaboration ATLAS est de diminuer d'un ordre de grandeur la fréquence de sortie du LVL2. Les algorithmes ne sont pas définis à l'heure actuelle. Mais, la connaissance de l'événement complet et le temps de latence offrent la possibilité de construire des algorithmes plus complexes que ceux possibles aux niveaux inférieurs du déclenchement. En particulier, la détermination de l'énergie des objets considérés au LVL2 pourra être affinée et la résolution des composantes de l'énergie transverse manquante pourra bénéficier d'une amélioration. L'augmentation des seuils, même si elle n'est pas souhaitable, reste toujours possible. Il est donc intéressant d'élaborer des critères supplémentaires simples.

6.4.1 Cadre de l'étude

Un événement qui n'est pas sélectionné par les trois niveaux consécutifs du système de déclenchement n'est pas conservé. Il est donc fondamental d'estimer la possibilité d'implémenter au niveau du filtre d'événement un menu de déclenchement sur les τ^\pm dans leur mode de désintégration hadronique. Nous nous sommes donc proposés d'étudier (dans le cadre de l'EF) les fréquences de sortie d'un menu basé sur les objets τ^\pm et E_T^{miss} puis, le gain éventuel si un critère supplémentaire est requis.

L'efficacité de sélection du déclenchement est estimée dans le cadre des événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$ utiles pour la calibration du HCAL par la méthode E/p (dans ce cas, il est nécessaire de conserver des seuils qui soient le plus bas possible pour ne pas restreindre la zone cinématique où cette méthode est applicable). Les efficacités respectives des événements de signal utilisés et les fréquences de sortie (dominées par la QCD) sont estimées grâce au programme de simulation rapide du détecteur ATLFASST (*cf.* section 5.3). Cet outil donne des résultats proche de ceux qui pourraient être obtenus dans des analyses hors ligne. Dans ce cadre le τ est identifié comme un jet. Les échantillons d'événements utilisés sont décrits dans la section 5.3.1.

Afin de simplifier la discussion, dans la suite, nous appellerons "jet candidat" le jet de plus haute impulsion transverse présent dans l'événement reconstruit dans la zone de pseudo rapidité du détecteur interne.

Approche naïve

Dans un premier temps, les critères utilisés pour reproduire ceux du groupe "trigger" sont les suivants :

- un jet candidat tel que : $p_T(jet) > 20 \text{ GeV}$ & $E_T^{miss} > 30 \text{ GeV}$

Cette simulation extrêmement simple aboutit à une fréquence de sortie de 792 Hz. Elle est dominée par les événements QCD. Cette valeur est supérieure à celle estimée par le groupe "trigger" car les outils de simulation sont différents et aucun critère d'identification de jets a été pris en considération.

La moyenne de la distribution en énergie transverse manquante des événements de QCD est faible (de l'ordre de 5 GeV). Toutefois, la figure 6.3 met en exergue la queue de distribution présente aux hautes valeurs de l' E_T^{miss} . Celle-ci reflète la présence d'une source physique d' E_T^{miss} . Le critère portant sur le p_T du jet est moins discriminant car les spectres en impulsion transverse du jet candidat sont similaires pour la QCD et le signal. Les événements $b\bar{b}$ ont un spectre plus dur que les événements provenant de saveurs légères. Le facteur de réjection diminue d'un facteur quatre.

L'efficacité des événements de signal provenant d'un W est de 16.3% alors que celle des événements de signal issus du Z^0/γ^* est 22 fois plus faible (ceci est dû à la contribution prépondérante des événements $\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$). Le nombre d'événements de signal attendus (pour 10 fb^{-1}) est $3.5 \cdot 10^6$ et $0.4 \cdot 10^6$ pour la production de W et de Z^0/γ^* respectivement. L'optimisation des critères de sélection est donc effectuée avec les événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ exclusivement. Pour chacun des canaux de désintégration du τ , la distribution en impulsion transverse du jet reconstruit dans ATLFASST, ainsi que la distribution en E_T^{miss} , est la même (au sein du même processus de production). Le nombre d'événements des autres canaux de désintégration hadronique du τ^\pm contribue donc proportionnellement à leur taux d'embranchement.

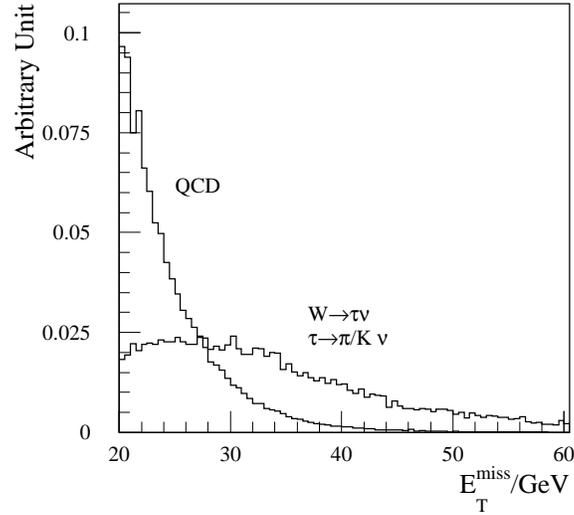


FIG. 6.3 – E_T^{miss} des événements de QCD et de signal $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ pour lesquels au moins un jet candidat de $p_T(jet) > 20$ GeV est reconstruit.

Les bosons W et Z peuvent être produits avec un jet de recul. Dans cette simulation simple les probabilités de sélectionner le jet de recul (s’il existe) ou bien le jet issu de la désintégration du τ sont similaires. Ce biais est en particulier dû à l’absence de critères d’isolation implicites (comme au LVL1) ou explicites (comme au LVL2). Par exemple, dans le cas des événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$, le jet de recul est sélectionné dans $\sim 55\%$ des cas. Par ailleurs, cette probabilité croît avec les seuils appliqués (cf. Fig. 6.4) car des événements plus durs sont sélectionnés (en l’occurrence les événements ”W+1jet” ou ”Z+1jet”).

Approche adoptée

Nous avons effectué une simulation plus réaliste en utilisant l’efficacité d’étiquetage des jets de τ^\pm implémentée dans la sur-couche ATLFAST-B. L’ensemble de l’étude présentée dans la suite est faite en fixant une efficacité d’étiquetage des τ -jet de 70%.

6.4.2 Variation des seuils sur les quantités $p_T(\tau\text{-jet})$ et E_T^{miss}

Les seuils des menus disponibles ne sont pas fermement fixés. Nous avons donc fait varier les coupures sur le p_T du jet candidat et sur l’ E_T^{miss} simultanément afin d’estimer la baisse d’efficacité du signal en fonction de celle de la fréquence de sortie. La corrélation entre ces quantités est donnée sur la figure 6.5. Les critères requis sont :

- un jet candidat étiqueté τ -jet tel que : $p_T(jet) > \text{JET}$ & $E_T^{miss} > \text{XE}$.

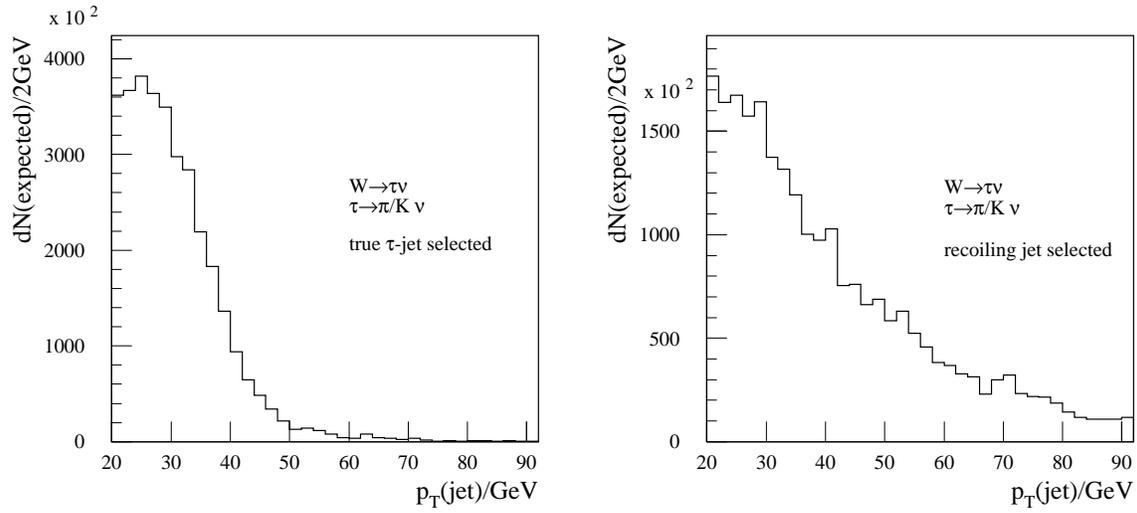


FIG. 6.4 – Distribution de l'impulsion transverse du jet candidat (de $p_T > 20 \text{ GeV}$), pour les événements tels que $E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$, dans les cas où le jet sélectionné est : le jet de τ^\pm (à gauche) ou le jet de recul (à droite).

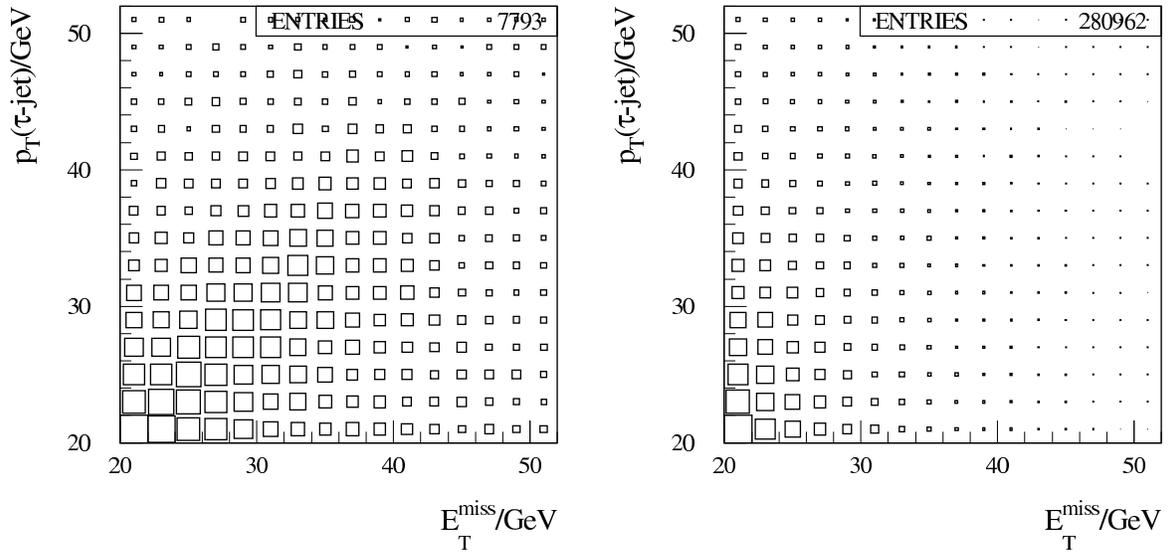


FIG. 6.5 – p_T du τ -jet candidat en fonction de l'énergie transverse manquante pour le signal (à gauche) et la QCD (à droite). Les événements avec $p_T(\tau\text{-jet}) > 20 \text{ GeV}$ et $E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$ sont représentés. L'efficacité d'étiquetage des jets de τ^\pm est de 70%.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 6.6. Le critère supplémentaire sur la saveur du jet induit une perte d'efficacité du signal supérieure à 70%. Ce nombre résulte de la combinaison de deux effets. D'une part l'efficacité d'étiquetage des jets de τ^\pm dans ATLFASST n'est pas optimale ($\sim 77\%$) et d'autre part, les jets de recul qui contribuaient de façon significative à la sélection du signal sont rejetés en grande partie. Par exemple, pour la sélection (JET;XE)=(20;30), le jet candidat est issu d'un tau dans $\sim 75\%$ des cas. Les fréquences de sortie sont diminuées d'un facteur en accord avec la paramétrisation d'ATLFASST-B. En particulier au point (20,30), la fréquence résultante a diminué d'un facteur quatre. Ces fréquences de sorties sont dominées par les événements QCD même lorsque des coupures fortes sont appliquées.

Par ailleurs, en observant la pente des segments de droite de la figure 6.6, il est aisé de constater que l'augmentation du seuil sur l' E_T^{miss} est très discriminante (quelque soit la coupure sur le p_T du jet candidat). Par contre, une augmentation de la valeur de seuil sur le p_T du jet candidat induit une perte d'efficacité de signal plus forte pour une faible diminution de la fréquence. Ainsi, si l'augmentation des seuils doit être envisagée au niveau du déclenchement (ou des analyses hors ligne), celui concernant l'énergie transverse manquante peut l'être sans diminuer de façon catastrophique l'efficacité de signal. De plus, en terme de calibration, il est intéressant de couvrir la zone cinématique la plus large possible et par conséquent de maintenir un seuil bas sur le p_T du jet.

6.4.3 L'isolation de \vec{p}_T^{miss} comme critère supplémentaire

L'énergie transverse manquante est issue de la mauvaise mesure d'un jet dans le cas des événements QCD (excepté les $b\bar{b}$) alors que dans le cas des événements de signal, elle est issue d'une source physique (neutrinos). Les topologies associées sont donc différentes. Nous avons étudiés l'écart angulaire dans le plan transverse entre la direction de l'énergie transverse manquante reconstruite et la direction des jets.

Le critère angulaire $\Delta\phi_{min}$

Comme plusieurs jets peuvent être reconstruits dans les événements considérés, le critère angulaire choisi est le minimum de l'écart dans le plan transverse entre chacun des jets reconstruits et l'impulsion transverse manquante :

$$\Delta\phi_{min} = \min[\phi(\vec{p}_T^{miss}); \phi(jet)] \quad (6.1)$$

La figure 6.7 illustre la topologie des événements de signal et de QCD.

- Dans le cas de la production du W, le processus dominant est le Drell-Yan. Le W a une impulsion transverse faible. Ses produits de désintégration sont donc émis préférentiellement dos-à-dos, conduisant à un large angle d'ouverture entre l' E_T^{miss} mesurée et le jet reconstruit. Dans le cas du "W+1 jet", le parton

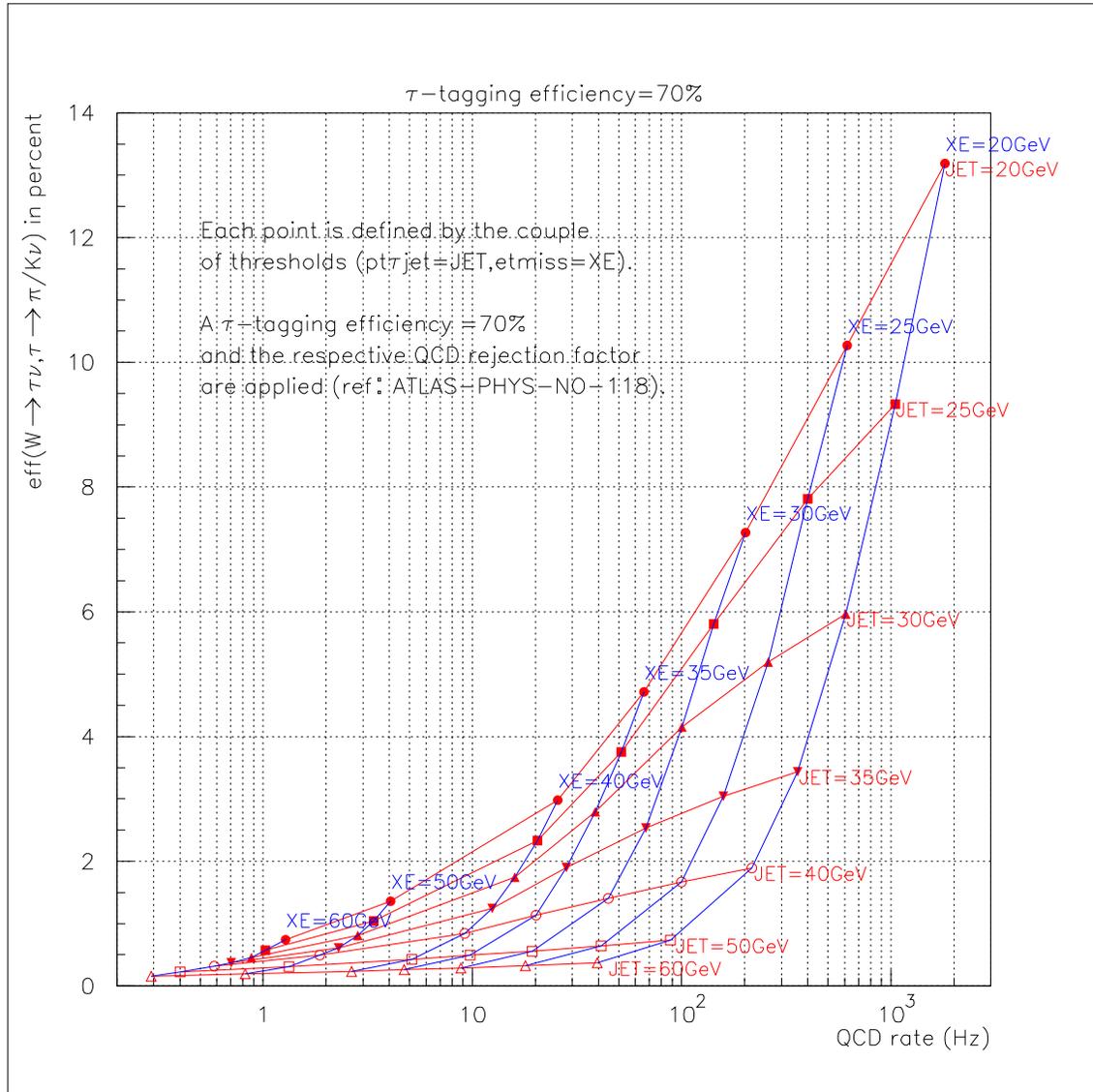


FIG. 6.6 – Efficacité de sélection des événements de signal $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ en fonction de la fréquence de sortie résultante (QCD). Chaque point est défini pour le couple $(JET; XE)$ dont la valeur est indiquée aux extrémités des droites qui se croisent au point considéré. L'efficacité d'étiquetage des jets de τ^\pm est de 70%.

supplémentaire referme l'angle d'ouverture entre les produits de désintégration du W . Le continuum de la distribution en $\Delta\phi_{min}$ reflète cette topologie. Pour une augmentation des seuils (JET,XE), la contribution des événements durs (*i.e.* "W+jet(s)") augmentent favorisant les basses valeurs de la distribution.

- La production d'événements QCD est largement dominée par les processus à deux jets dans l'état final (bas \hat{p}_T). Ces jets sont balancés dans le plan transverse. Si un jet n'est pas reconstruit (un neutrino emportant une part de l'énergie) l'angle d'ouverture est grand. Pour des événements plus durs, la multiplicité en jets augmente. Dans ce cas l'angle d'ouverture minimum est plus faible. L'augmentation des seuils (JET,XE) renforce le pic aux basses valeurs de $\Delta\phi_{min}$ car les événements où un seul jet est reconstruit sont fortement rejetés.

Ces distributions montrent qu'un critère supplémentaire sur la distribution angulaire $\Delta\phi_{min}$ pourrait être intéressant pour diminuer les fréquences de sortie sans affecter de façon conséquente l'efficacité de sélection du signal. Notons par ailleurs que le programme de simulation rapide du détecteur utilisé présentement (ATLFAST) donne des résultats optimistes, notamment en ce qui concerne l'énergie transverse manquante. Dans le cadre d'une simulation détaillée du détecteur, le pic naissant observé aux basses valeurs de $\Delta\phi_{min}$ pour les événements de QCD serait augmenté.

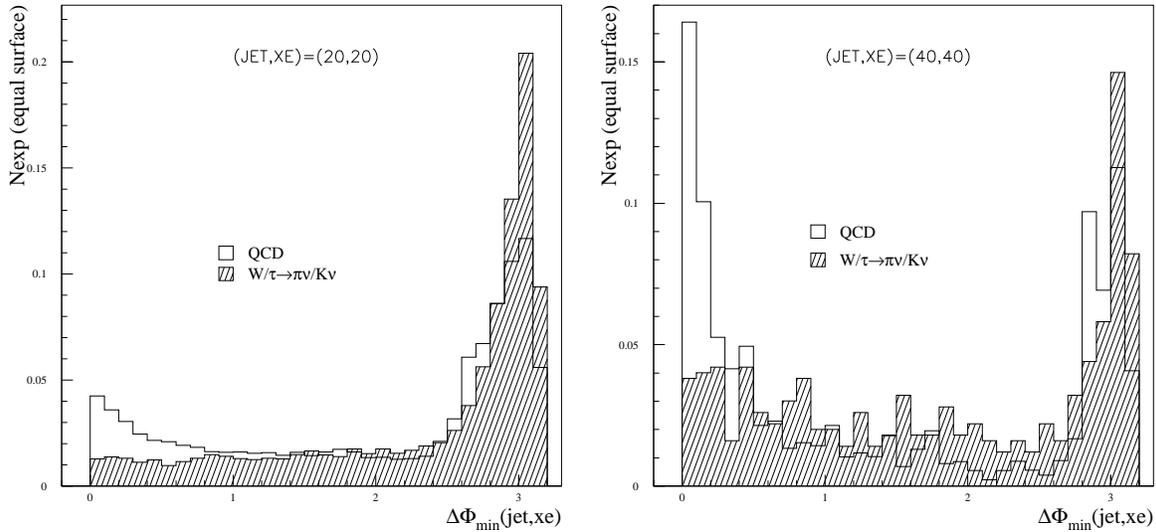


FIG. 6.7 – Distribution de la quantité $\Delta\phi^{min}$ pour les événements de signal $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et pour les événements de QCD pour deux couples de valeurs (JET;XE). L'efficacité d'étiquetage des jets de τ^\pm est de 70%.

Fréquences de sortie et efficacités de sélection

La figure 6.8 montre que l'efficacité relative du signal est toujours supérieure à celle de la QCD, quelque soit le couple (JET,XE) et quelque soit la coupure en $\Delta\phi_{min}$ considérée. Par ailleurs, cette coupure est d'autant plus efficace que le seuil en énergie transverse manquante est grand. La forme de ces courbes n'est pas la même selon le couple (JET,XE) considéré. Il est donc nécessaire de faire une optimisation de la

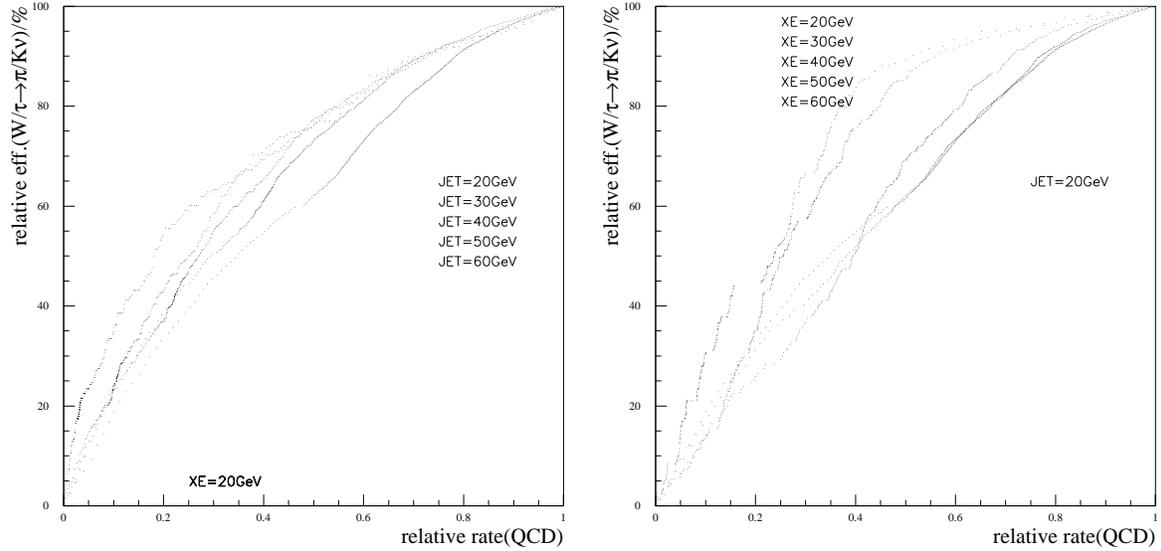


FIG. 6.8 – Efficacités relatives de sélection du signal et du fond QCD pour une variation de la coupure en $\Delta\phi_{min}$ entre 0 et π pour différents couples de valeurs (JET,XE). L'efficacité d'étiquetage des jets de τ^\pm est de 70%.

coupure pour chacun de ces couples. Cette étude n'a pas été faite. Par contre nous avons fixé un seuil raisonnable afin d'estimer le gain en terme de baisse de la fréquence de sortie vis-à-vis de celle de l'efficacité de sélection du signal. La figure 6.9 exhibe la variation de l'efficacité de sélection des événements QCD, relativement aux seuils (JET,XE) appliqués, en fonction de la coupure $\Delta\phi_{min}$. La zone la plus prometteuse en terme de baisse de fréquence de sortie se situe autour des valeurs 0.3-0.5. De plus, la figure 6.10 montre que l'efficacité de sélection des événements W/signal décroît peu dans cette zone. Ce comportement explique le plateau observé sur la figure 6.8. La valeur de la coupure a donc été fixée arbitrairement aux valeurs 0.3 et 0.5.

Cette étude a été faite en appliquant une efficacité d'étiquetage des jets de τ^\pm de 70%. Les événements ont été sélectionnés sous les critères suivant :

- un jet candidat étiqueté τ -jet tel que $p_T(jet) > JET$
- $E_T^{miss} > XE$
- $\Delta\phi_{min} > 0.3$ (0.5)

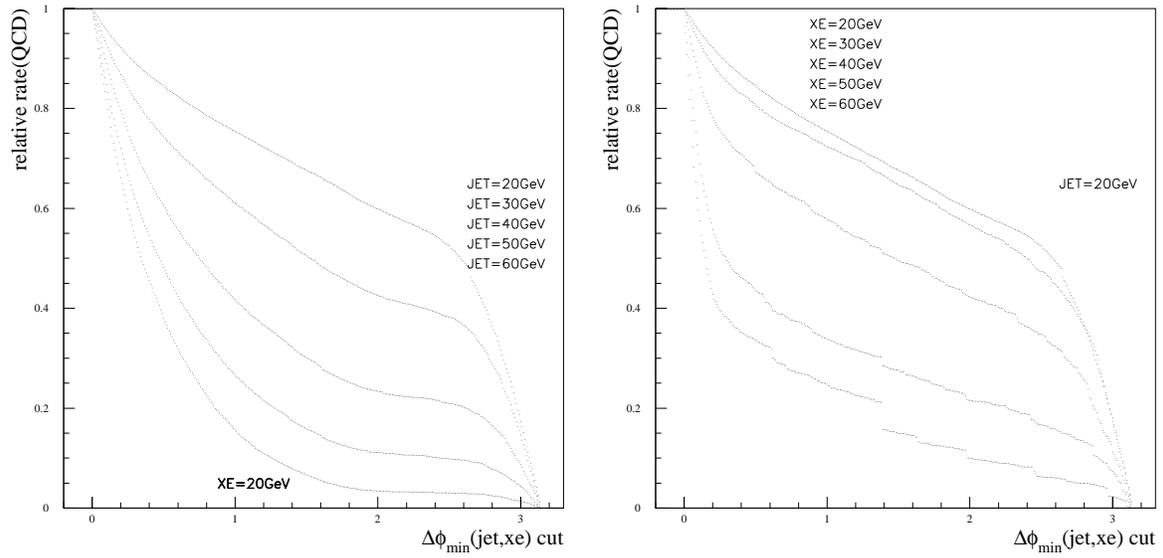


FIG. 6.9 – Efficacité relative de sélection des événements QCD en fonction de la coupure en $\Delta\phi_{\min}$. L'efficacité d'étiquetage des jets de τ^{\pm} est de 70%.

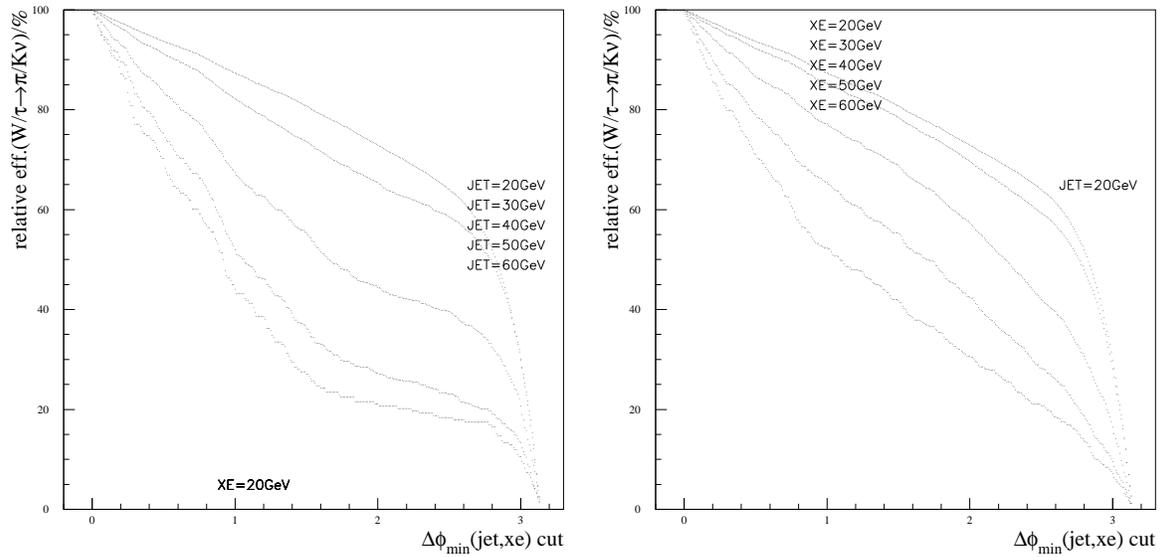


FIG. 6.10 – Efficacité relative de sélection des événements W/signal en fonction de la coupure en $\Delta\phi_{\min}$. L'efficacité d'étiquetage des jets de τ^{\pm} est de 70%.

Les résultats obtenus pour les deux valeurs de la coupure en $\Delta\phi_{min}$ étudiées sont reportés dans la table 6.1 pour quelques couples (JET,XE). Les valeurs présentées sont déterminées relativement au couple de valeurs (JET,XE) sur lequel la coupure en $\Delta\phi_{min}$ est appliquée. L'effet de cette seule coupure est ainsi mis en exergue. Pour de faibles valeurs de seuils, le gain n'est pas important. Par contre pour des seuils élevés, ce critère supplémentaire semble très prometteur. Par exemple, dans le cas du couple (60,60), l'efficacité relative de sélection du signal est maintenue à $\sim 70\%$ alors que celle des événements QCD est plus de deux fois plus faible.

Seuils (JET,XE)	Efficacité relative versus (JET,XE)			
	$\Delta\phi_{min} > 0.3$		$\Delta\phi_{min} > 0.5$	
	W/sig	QCD	W/sig	QCD
(20,20)	96%	89%	94%	84%
(40,40)	88%	68%	82%	59%
(60,60)	74%	31%	68%	27%
(20,30)	95%	85%	92%	81%
(20,40)	91%	74%	87%	67%
(20,50)	85%	50%	79%	43%
(20,60)	80%	38%	71%	34%
(30,20)	94%	82%	91%	74%
(40,20)	89%	72%	83%	61%
(50,20)	83%	62%	75%	48%
(60,20)	77%	54%	70%	38%

TAB. 6.1 – Efficacités relatives de sélection des événements de signal $W/\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm\nu_\tau$ et des événements QCD en fonction du couple (JET,XE) considéré. Une efficacité d'étiquetage des jets de τ^\pm de 70% est appliquée.

La coupure en $\Delta\phi_{min}$ est plus efficace pour une augmentation de l' E_T^{miss} . Ceci renforce l'idée que si les seuils doivent être augmentés, il est préférable de garder le seuil sur le p_T du jet le plus bas possible et d'appliquer ce critère angulaire supplémentaire. Cette quantité, portant sur la topologie des événements, pourrait être implémentée dès le niveau 2 du déclenchement pour renforcer les critères actuellement définis (concernant la composition des jets). Toutefois, les grandes incertitudes sur la détermination des composantes de l'impulsion transverse manquante dictent une certaine prudence. Son implémentation au niveau du filtre d'événement semble plus raisonnable. Elle pourrait en particulier éviter d'élaborer un menu de déclenchement échantillonné[†].

[†]Le déclenchement est effectué seulement sur une fraction des événements qui remplissent les critères du menu en considération. Un facteur de réduction (ou modérateur) est déterminé pour un menu spécifique et dépend de la fraction de la bande passante totale allouée à ce menu.

Chapitre 7

Réjection des bruits de fond multi traces

La première étape de l'étude de la méthode de calibration en E/p du calorimètre hadronique est de s'assurer que le bruit de fond dominant, provenant des événements QCD, peut être maîtrisé. Cette étude est faite sur des événements complets dans le cadre de la simulation rapide du détecteur. Les bruits de fonds provenant de la désintégration du lepton τ^\pm lui-même sont également considérés. La présente sélection, élaborée sur des critères simples d'isolation, montre que le biais induit par les événements de QCD est sous contrôle, ainsi que celui provenant des classes de bruit de fond comportant plusieurs traces chargées, notamment le τ^\pm en "3-prong".

7.1 Principe et cadre de travail

Le bruit de fond QCD a une section efficace qui est sept ordres de grandeur au-dessus de celle du signal (*cf.* section 5.3). Une haute statistique est donc nécessaire pour estimer le facteur de réjection contre ces processus. Par conséquent, nous avons utilisé le programme de simulation rapide du détecteur ATLFAST (*cf.* section 5.3). La sélection a été étudiée sur les événements complets $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$, $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$, $qq \rightarrow qq$ et $b\bar{b}$ dont les échantillons sont décrits dans la section 5.3.1.

Cette étude a été menée sans utiliser l'étiquetage des jets de τ^\pm . En effet, notre problématique n'est pas d'identifier un jet de τ^\pm . Nous cherchons à identifier un hadron chargé isolé. Or, les études faites sur la séparation des jets de τ^\pm dans ATLAS (dont les résultats sont paramétrisés dans ATLFAST) ne distinguent pas ses différents modes de désintégration. Elles ne sont par conséquent pas adaptées à cette étude.

Notons que le choix de ne pas utiliser l'étiquetage des τ -jets n'est pas sans répercussion sur la sélection des jets candidats des événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0 \rightarrow \tau\tau$. En effet, comme nous l'avons relevé dans la section 6.4.1, sans appliquer de critères

d'identification spécifiques, le jet de recul (issu d'un parton) et le τ -jet sont sélectionnés avec la même probabilité. Ce biais de la simulation a deux conséquences majeures :

- le choix du jet candidat (jet de plus haut p_T dans la zone $|\eta| < 2.5$) n'est pas fixé tout au long de l'analyse. Les jets de reculs sont donc progressivement rejetés (au profit des jets issus de la désintégration de τ^\pm) avec l'application de critères de sélection successifs ;
- de la même façon, les événements de fond leptonique du τ^\pm (le τ^+ et le τ^- se désintègrent leptoniquement) sont sélectionnés avec une grande probabilité bien qu'aucun jet de τ^\pm ne soit présent. Le jet de recul est progressivement rejeté et nous verrons par la suite que les critères appliqués réduisent sa contribution à un niveau négligeable. Cette classe d'événements n'est pas décrite tout au long de la sélection.

Puisque la calibration E/p du calorimètre hadronique est basée sur la détection de hadrons chargés isolés, seuls les événements reconstruits avec au moins un jet remplissant les critères suivants (jet candidat de $p_T > 20$ GeV) sont sélectionnés.

$$(a) \quad \underline{p_T(\text{jet}) > 20 \text{ GeV} \ \& \ |\eta(\text{jet})| < 2.5}$$

Sur la base de ces événements, la réjection des événements QCD est effectuée en deux temps. Tout d'abord, une présélection basée sur les variables d'événements est appliquée. Celle-ci fait l'objet de la section 7.2. Puis, la sélection d'un τ^\pm se désintégrant en une trace isolée est effectuée en utilisant des critères d'isolation des traces et d'isolation calorimétrique. Elle est décrite dans la section 7.3. Un résumé de la sélection est donnée dans la section 7.4. La dernière section de ce chapitre (7.5) donne les résultats en terme de décalage en E/p .

L'étude de la méthode de calibration E/p est menée dans le cadre de la phase de basse luminosité du LHC. Tous les nombres d'événements attendus sont donnés pour un an de prise de données, ce qui correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

7.2 Présélection des événements

La présélection des événements est effectuée en deux temps : la première étape repose sur la sélection des événements qui pourraient remplir les critères de sélection du système de déclenchement et la deuxième considère des variables d'événements.

7.2.1 Présélection lâche

La calibration du calorimètre hadronique utilise les événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et les événements $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$ où au moins un τ^\pm se désintègre via le canal $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$.

Ces deux types de processus sont sélectionnés par les menus combinant les objets τ^\pm et E_T^{miss} . L'efficacité de déclenchement sur les événements issus de la production Z^0/γ^* est faible. Or le τ^\pm se désintègre leptoniquement dans 34% des cas. Nous avons donc renforcé son efficacité de sélection en considérant les menus de déclenchement sur des leptons au LVL2 : e20i[†] et $\mu20^\dagger$. Les événements sont sélectionnés si au moins un des critères suivant est rempli :

- (b) au moins un jet candidat & $E_T^{miss} \geq 35$ GeV
ou au moins un électron isolé de $p_T \geq 20$ GeV
ou au moins un muon isolé de $p_T \geq 20$ GeV

Cette sélection simple conduit à une fréquence de sortie des événements QCD de 280 Hz. L'efficacité de sélection des événements de signal issu du $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ est de 11.3%. Celle des événements issus du Z^0/γ^* est 19 fois plus faible. La considération supplémentaire des déclenchements sur les leptons e^\pm et μ^\pm permet d'augmenter l'efficacité de sélection des événement de signal issus du Z^0/γ^* de 20% sans affecter notablement la fréquence de sortie due à la QCD. Le nombre d'événements de signal sélectionnés s'élève à 2.79×10^6 . Le nombre d'événements de fond hadronique du τ^\pm est environ quatre fois plus grand (en proportion des taux d'embranchements du τ^\pm).

Le critère supplémentaire $\Delta\phi_{min}$ n'a pas été concidéré ici. En effet, il constitue seulement une piste pour diminuer les fréquences de sortie et son implémentation dans les menus officiels nécessiterait l'optimisation de la valeur de la coupure avec des outils plus réalistes qu'ATLFAST.

7.2.2 Présélection dure

Les événements de signal consiste en un τ -jet et, dans le cas du $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$, en un deuxième τ -jet ou en un lepton. Dans les deux cas un jet de recul peut être produit. La multiplicité en jet des événements de QCD est plus grande. La figure 7.1 reflète ces caractéristiques. Les événements avec plus de deux jets, ou plus de un jet et un lepton isolé sont rejetés.

- (c) N(jet+lepton isolé) ≤ 2

Par ailleurs, des photons isolés[‡] peuvent être reconstruits dans les événements (cf. Fig. 7.1). Ils sont produits dans le processus d'hadronisation. En ce qui concerne les événements de QCD, une partie provient également d'une radiation dans l'état final.

[†]Les menus e20i et $\mu20$ correspondent respectivement à la présence dans l'événement d'un candidat électron avec une énergie transverse supérieure à 20 GeV dans la zone $|\eta| \leq 2.5$ et d'un candidat muon avec une énergie transverse supérieure à 20 GeV dans la zone $|\eta| \leq 2.4$.

[‡]Dans ATLFAST, le seuil en p_T pour reconstruire un photon isolé est de 10 GeV (dans un cône de rayon $R=0.4$).

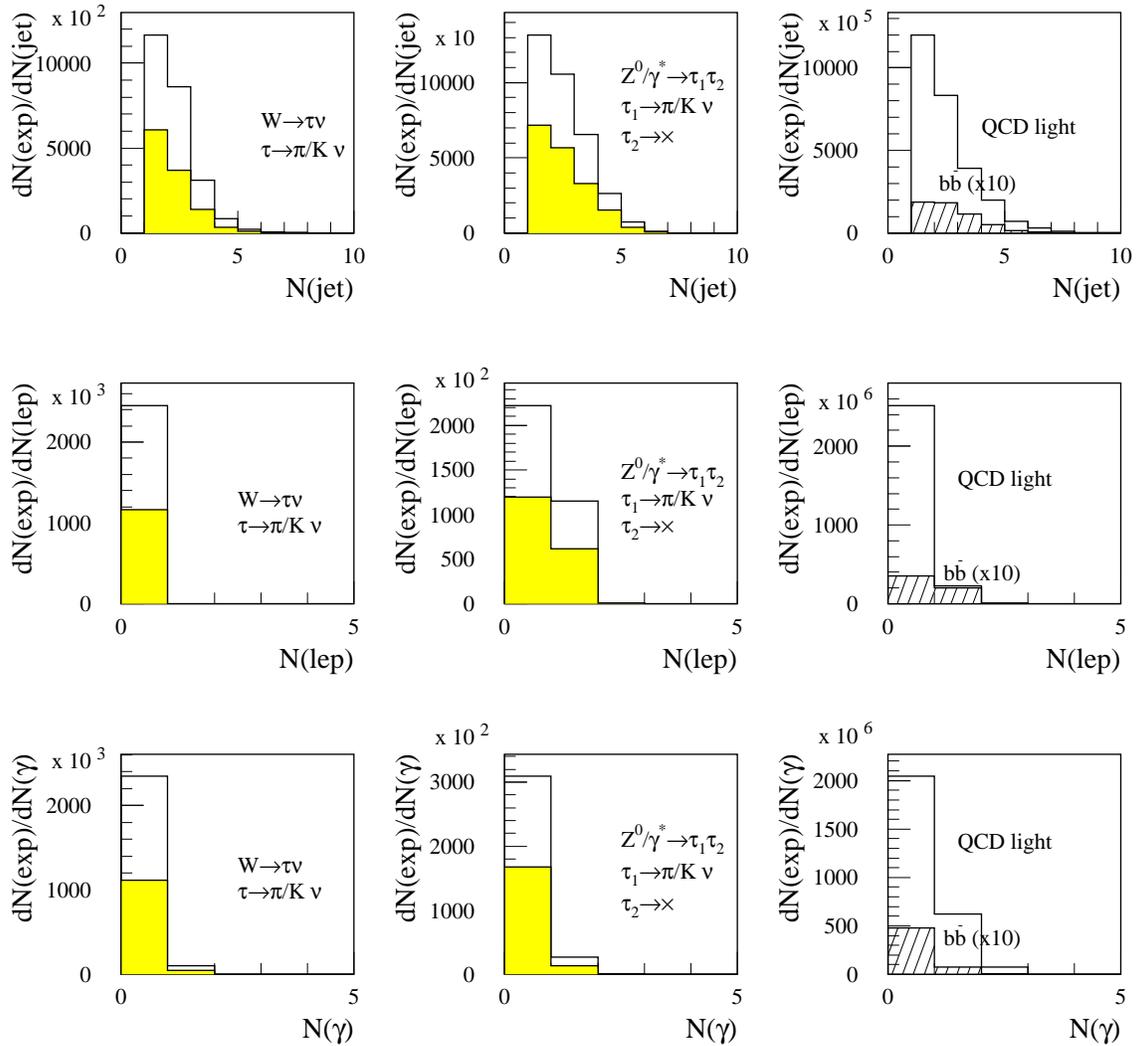


FIG. 7.1 – Nombre d'événements sélectionnés en ligne (pour 10 fb^{-1}) en fonction du nombre de jets, de leptons isolés et de photons isolés reconstruits. Les zones grisées représentent les événements de signal pour lesquels le jet candidat est un vrai τ -jet.

Seuls les événements contenant aucun photon isolé reconstruit sont conservés.

(d) $N(\text{photon isolé})=0$

En appliquant cette présélection, 2.1×10^6 et 9.5×10^6 événements de signal et de fond hadronique du τ^\pm sont sélectionnés. Les événements de QCD sont dominants (1.5×10^9 événements sont attendus). La contribution des événements $b\bar{b}$ s'élève à 2%. La proportion des événements sélectionnés via le jet de recul ne change pas par rapport à la présélection lache.

7.3 Sélection des jets pour la calibration en E/p

A ce stade, la sélection s'effectue, non plus au niveau de l'événement, mais au niveau des jets. Les jets candidats recherchés sont issus de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$ où le hadron chargé est isolé et donne lieu à un jet fin. La sélection du jet candidat présentée dans cette section est basée sur ces caractéristiques.

7.3.1 Sélection des jets de τ^\pm

A ce niveau, le jet candidat et les traces reconstruites dans un cône de rayon $R=0.15$ centré sur la direction du jet (appelées "matching tracks") sont considérées. La distribution du maximum de l'impulsion transverse est représentée sur la figure 7.2. Deux régimes sont observés. Pour les événements W, l'accumulation au-dessus de 20 GeV correspond au vrai τ -jet et reflète le critère de sélection minimum utilisé pour définir un jet candidat ($p_T > 20$ GeV). Le pic sous 20 GeV correspond aux jets de recul qui contribuent à la sélection. Lorsque les désintégrations hadroniques du τ^\pm sont en considération, le processus $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ conduit à produire deux vrais τ -jet. La distribution est alors étendue à de plus basses valeurs car l'un des τ^\pm peut se désintégrer hadroniquement (i.e. $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$ où h^\pm est un hadron qui n'est ni un π^\pm ni un K^\pm) et passer les critères de sélection du jet candidat. L'impulsion du τ^\pm est partagé entre ses produits de désintégration. Par conséquent, le p_T maximum est plus faible que dans le cas de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ (ou $\tau^\pm \rightarrow K^\pm \nu_\tau$). Finalement, les événements avec au moins une trace chargée de $p_T > 30$ GeV dans le cône de rayon $R=0.15$ sont acceptés.

(e) $N(\text{match.track}) \geq 1 \ \& \ p_T^{max}(\text{match.track}) > 30 \text{ GeV}$

Cette étape de la sélection permet de rejeter efficacement les jets qui ne sont pas des τ -jet dans les processus de signal (la contribution des vrais jets de τ^\pm atteint plus de 88% dans les processus de production $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$) et de diminuer la contribution des événements de fond (celle de la QCD est divisée par un

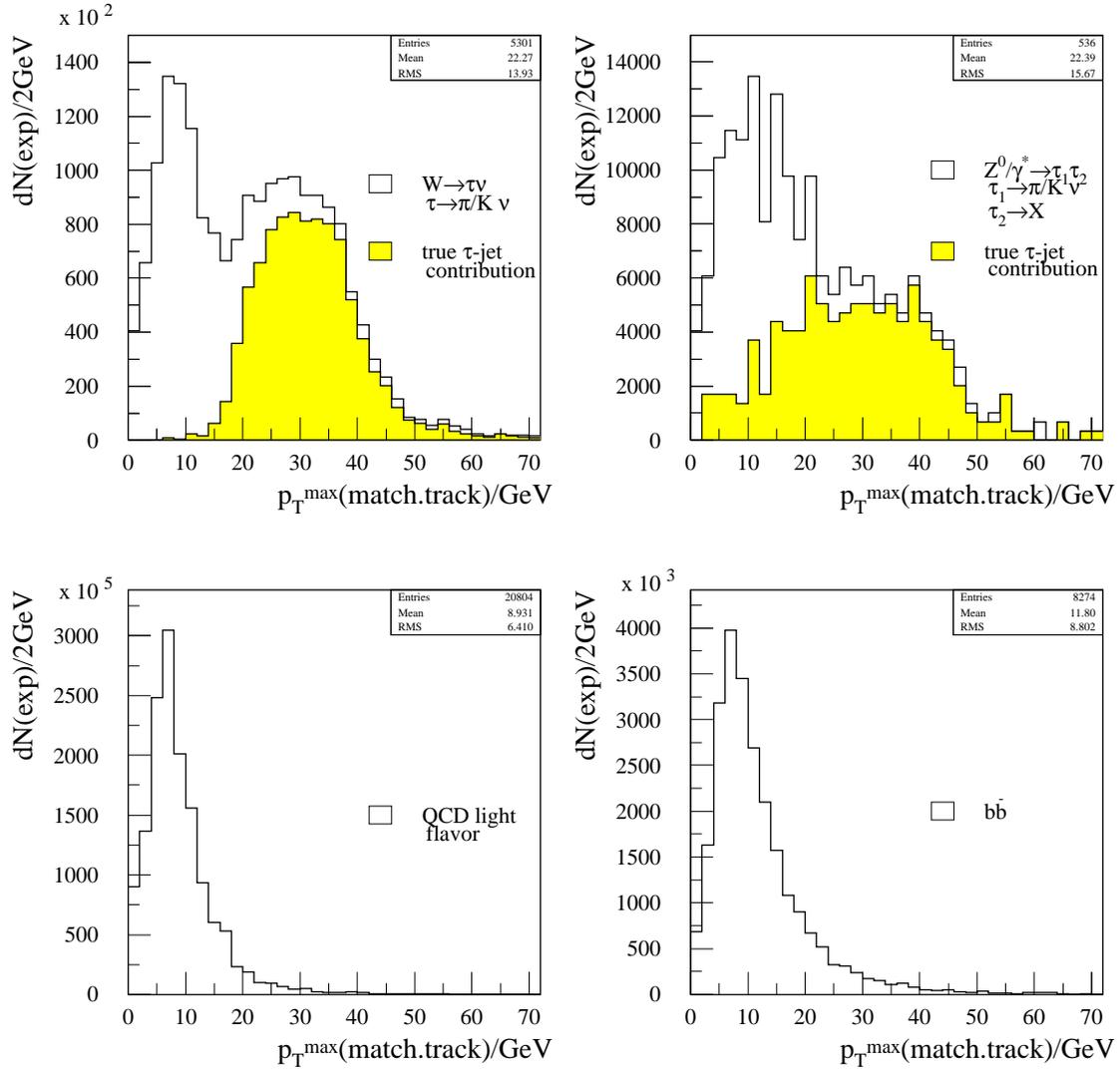


FIG. 7.2 – Nombre d'événements attendus après la présélection en fonction du maximum de l'impulsion transverse des traces qui pointent vers le jet (dans un cône de rayon $R=0.15$). Les zones grisées représentent les événements de signal pour lesquels le jet candidat est un vrai τ -jet.

facteur 69). Le facteur de réjection des événements $qq \rightarrow qq$ est trois fois plus grand que celui des événements $b\bar{b}$ car l'hadronisation du b conduit à produire des traces plus dures (la multiplicité des particules dans les jets de b étant plus faible que celle d'un jet de saveur légère). L'efficacité de sélection du signal est de 29.8% par rapport à la présélection.

Finalement, 630×10^3 et 760×10^3 événements de signal et de fond hadronique du τ^\pm respectivement sont acceptés. La contribution du canal $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ parmi le fond hadronique du τ^\pm dans les événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ augmente de 39.6% à 59.2% par rapport à la présélection.

7.3.2 Sélection d'une trace isolée

Le hadron chargé utile pour la calibration en E/p est isolé. L'identification du jet candidat est donc améliorée en considérant l'isolation dans le détecteur interne.

Les traces additionnelles reconstruites dans un cône de rayon $R=0.4$ (centré sur la direction de la trace candidate de plus haut p_T) ont été considérées. Elles sont appelées "extra-tracks". Les figures 7.3 et 7.4 montrent que le nombre de traces additionnelles reconstruites dans le cône d'isolation du détecteur interne ainsi que le p_T maximum de ces traces est très différent pour le signal et la QCD. De plus, les événements de fond issus de la désintégration du τ^\pm en "3-prong" peuvent être efficacement rejetés avec ces variables d'isolation. Par contre, le fond issu de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ n'est pas affecté car aucune trace additionnelle est attendue. Les événements sont rejetés si plus d'une trace est reconstruite dans le cône d'isolation du détecteur interne et si son impulsion transverse est supérieure à 1 GeV.

$$(f) \quad \underline{N(\text{extra-track}) \leq 1 \ \& \ p_T^{max}(\text{extra-track}) \leq 1 \text{ GeV}}$$

Le critère sur le nombre de traces additionnelles est suffisant pour réduire la contribution du fond hadronique du τ^\pm à une valeur inférieure à celle du signal. Les nombres d'événements attendus sont 552×10^3 (signal) et 395×10^3 (fond hadronique du τ^\pm).

Les événements QCD sont fortement rejetés par ces critères : le facteur de réjection par rapport à la sélection d'un τ -jet est de 343. En ce qui concerne le fond hadronique du τ^\pm , le facteur de réjection est moindre (2.1) car plus de 59% de ces événements sont issus de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ après la sélection du τ -jet. La contribution de ce canal de désintégration parmi les événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ de fond hadronique du τ^\pm atteint 84.3%. L'efficacité relative de sélection des événements de signal est de 83.8% et la contribution des jets candidats issus de vrais τ -jet atteint plus de 99.5%.

Finalement, 529×10^3 événements de signal sont sélectionnés tandis que 364×10^3 événements de fond hadronique du τ^\pm demeurent. La QCD est rejetée de façon très efficace : 62×10^3 événements sont sélectionnés. Les présents résultats devront toutefois être ultérieurement contrôlés dans le cadre d'une description détaillée du détecteur.

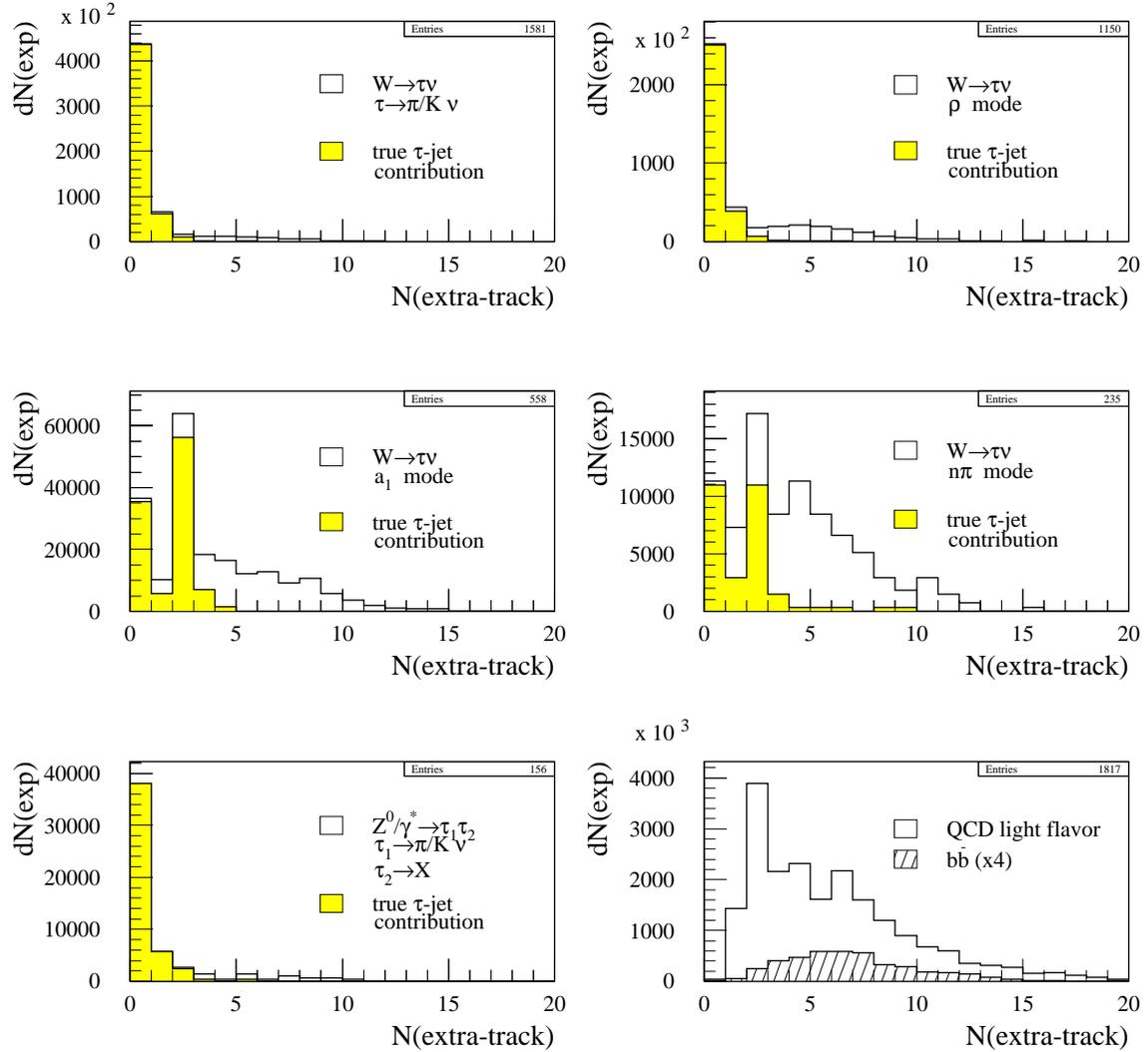


FIG. 7.3 – Nombre d'événements attendus après la sélection des τ -jet en fonction du nombre de traces additionnelles dans le cône d'isolation du détecteur interne. Le mode " $n\pi$ " est la combinaison des deux derniers canaux de désintégration du τ^\pm présentés dans la table 5.1.

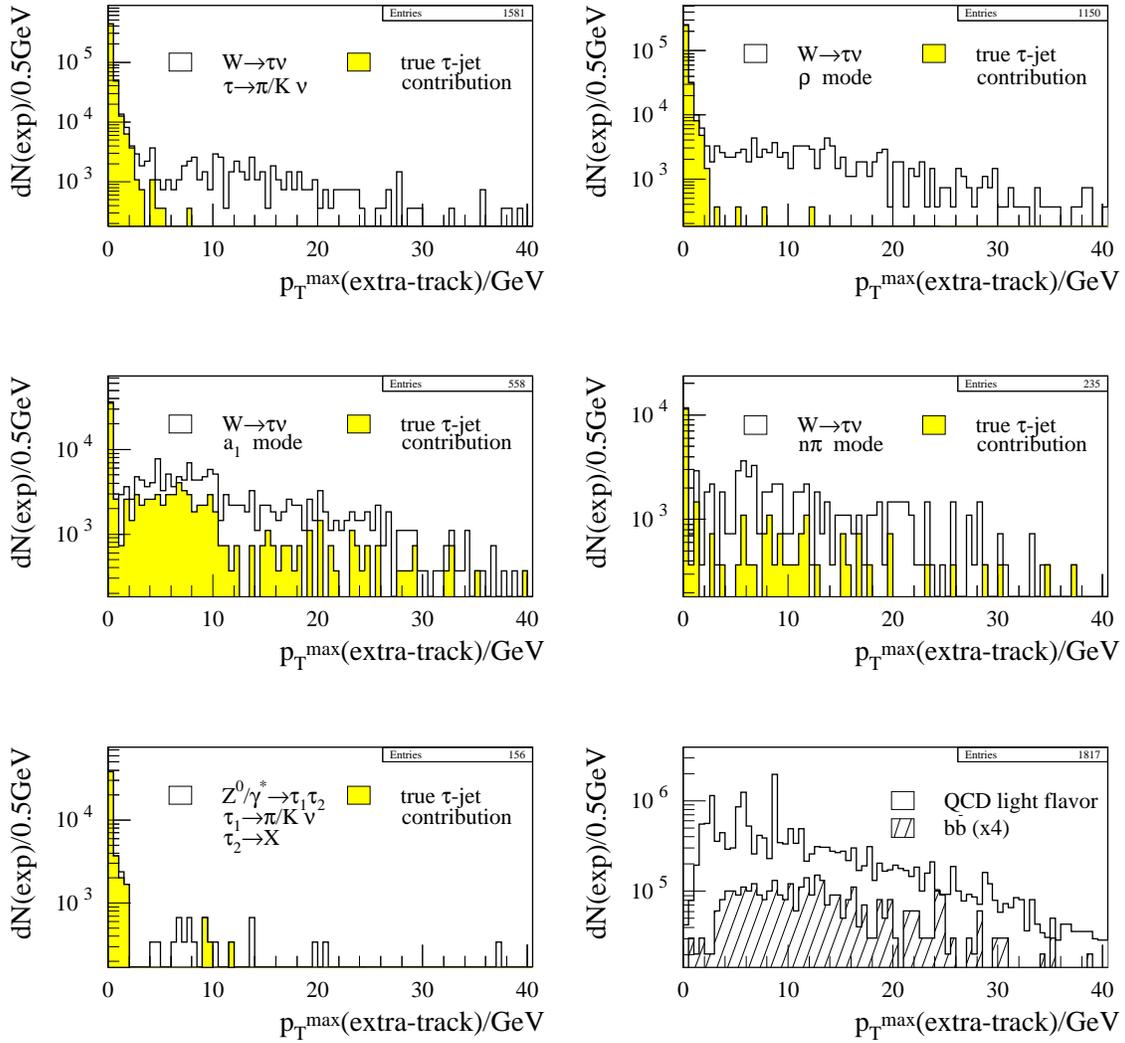


FIG. 7.4 – Nombre d'événements attendus après la sélection des τ -jet en fonction du maximum de l'impulsion transverse des traces additionnelles dans le cône d'isolation du détecteur interne. Le mode " $n\pi$ " est la combinaison des deux derniers canaux de désintégration du τ^\pm présentés dans la table 5.1.

Effet du phénomène d’empilement

A basse luminosité, en moyenne 2.3 événement de biais minimum sont superposés aux événements intéressants. La figure 7.5 montre qu’une large fraction des particules chargées des événements de biais minimum ont une impulsion transverse supérieure au seuil de 500 MeV utilisé pour définir une trace. Par conséquent de telles particules

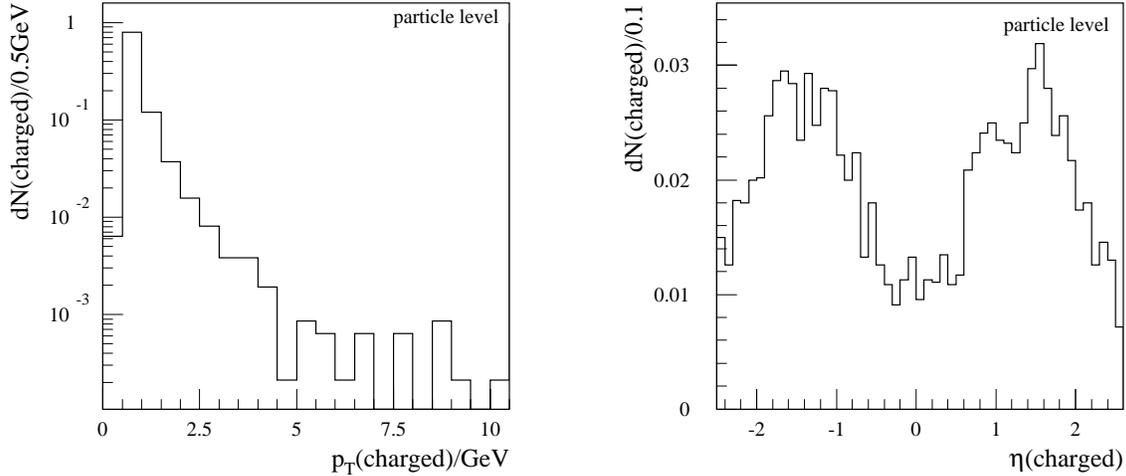


FIG. 7.5 – Densité de particules chargées dans les événements de biais minimum utilisés en fonction de leur impulsion transverse et de leur pseudo rapidité.

peuvent être acceptées comme des traces additionnelles et induire une perte d’efficacité de la sélection d’une trace isolée. Cet effet a été investigué[†]. Comme la densité de particules chargées des événements de biais minimum n’est pas uniforme en pseudo rapidité (*cf.* Fig. 7.5), cette étude a été faite en chaque point d’une matrice de granularité 0.1×0.1 définie dans le plan $[\eta, \phi]$. Cette estimation a été faite en utilisant les informations au niveau particulaire d’un lot de 5k événements de biais minimum.

Les événements acceptés par les critères de sélection d’une trace isolée peuvent être classés dans deux catégories distinctes (aucune ou une trace additionnelle) rejetées (sous le phénomène d’empilement) selon des critères différents :

- Les événements ne comportant aucune trace additionnelle sont rejetés si il leur est ajouté : au moins une trace additionnelle de $p_T > 1$ GeV ou bien, au moins deux traces additionnelles de $p_T > 0.5$ GeV.
- Les événements comportant une unique trace additionnelle de $p_T < 1$ GeV sont rejetés si il leur est ajouté : au moins une trace additionnelle de $p_T > 0.5$ GeV.

[†]Notons que cette estimation est faite au niveau des particules générées, sans prendre en compte les effets du détecteur (notamment l’intégration de croisements de paquets conséquent au temps de réponse d’appareillages tel que le LAr, *cf.* section 3.1.2).

La probabilité de trouver des particules chargées dans les événements de biais minimum qui remplissent les critères précédents dans un cercle (de rayon $R=0.4$) centré sur le point de la matrice considéré a été calculée. En supposant une moyenne de 2.3 événements de biais minimum par événement physique, quelque soit le point de la matrice et quelque soit le cas considéré, une haute efficacité (entre 95.2% et 99.9%) a été obtenue. Par conséquent, l'empilement d'événements de biais minimum n'affecte pas l'efficacité de sélection d'une trace isolée lorsque qu'une fréquence inférieure ou égale à 2.3 événements de biais minimum en moyenne est considérée.

Cette estimation est faite dans le cadre de la basse luminosité. Dans le cas où la haute luminosité est considérée, 23 événements de biais minimum sont superposés dans un croisement de paquet. Les critères adoptés présentement seraient probablement préjudiciables à la statistique. Il faudrait donc mener une nouvelle étude afin d'adapter les coupures. Notons par ailleurs que la question peut éventuellement être revue d'une façon plus générale. En effet, le principe que nous avons adopté consiste à obtenir une grande pureté du lot sélectionné. Nous pouvons également envisager l'application de critères moins forts. La pureté du lot sélectionné serait ainsi diminuée à la faveur de la statistique disponible.

7.3.3 Sélection d'un jet fin

L'identification d'un τ -jet est basée sur la sélection d'un jet étroit et isolé, et plus particulièrement dans le cas des canaux de désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ et $\tau^\pm \rightarrow K^\pm \nu_\tau$ qui conduisent à la production d'une unique particule visible. Ainsi, de façon à rejeter les événements de QCD qui restent, l'isolation calorimétrique du jet candidat est considérée. Cette variable est construite sur la fraction d'énergie transverse présente à l'extérieur du coeur du jet. Les critères de sélection précédents privilégient des τ^\pm de haut p_T . Ainsi la distribution de cette variable est similaire pour chaque canal de désintégration du τ^\pm , comme la figure 7.6 l'illustre. Cette distribution est plus large en ce qui concerne les jets issus de partons. Les événements sont rejetés si la fraction d'énergie transverse contenue à l'extérieur du coeur du jet est supérieure à 10%.

$$(g) \quad \underline{\Sigma E_T(0.15 : 0.30) / \Sigma E_T(0.00 : 0.30)} \leq 10\%$$

Les événements issus de la production des bosons W et Z^0/γ^* ne sont pratiquement pas affectés par ce critère (quelque soit le canal de désintégration du τ^\pm considéré) tandis que la contribution des événements QCD diminue d'un facteur ~ 2 conduisant à un faible nombre d'événements attendus (estimé à 32×10^3 pour 10 fb^{-1}).

Les effets des dimensions des gerbes ont été contrôlés dans le cadre d'une simulation détaillée du détecteur. Les résultats obtenus sont discutés dans le chapitre 8.

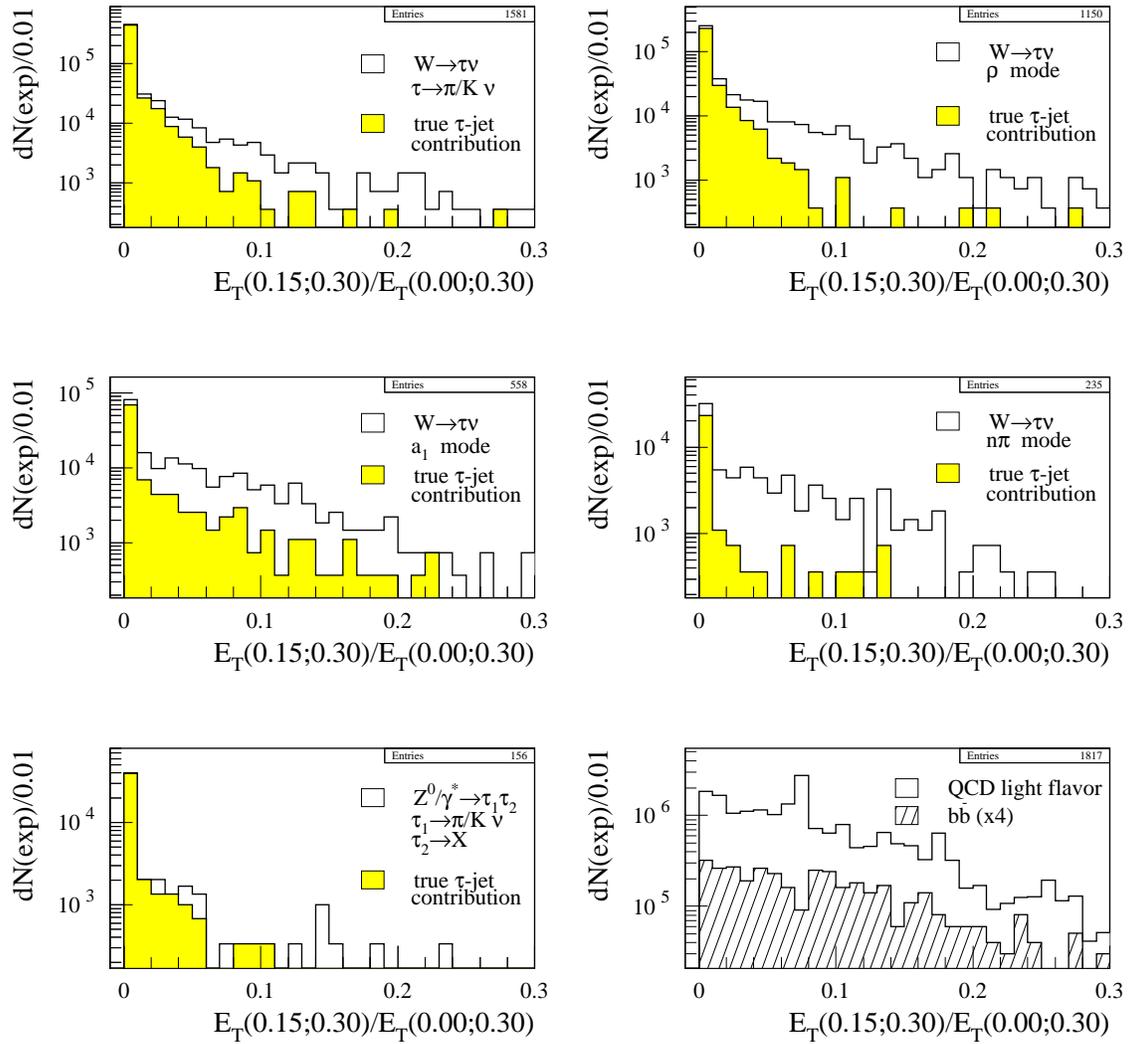


FIG. 7.6 – Nombre d'événements attendus après la sélection des τ -jet en fonction de l'isolation calorimétrique du jet candidat. Le mode " $n\pi$ " est la combinaison des deux derniers canaux de désintégration du τ^\pm présentés dans la table 5.1.

7.4 Performances de la sélection

Un résumé de l'ensemble des critères de sélection appliqués dans cette analyse est présenté ci-dessous. Rappelons que seuls les événements reconstruits avec au moins un jet candidat sont conservés. Le jet candidat est le jet de plus haut p_T de l'événement remplissant le critère (a) ainsi que les conditions supplémentaires successivement requises : critères (e), (f) et (g).

- | | |
|--|----------------------|
| (a) $p_T(\text{jet}) > 20 \text{ GeV} \ \& \ \eta(\text{jet}) < 2.5$ | “jet candidat” |
| (b) au moins un jet candidat & $E_T^{\text{miss}} \geq 35 \text{ GeV}$
ou au moins un électron isolé de $p_T \geq 20 \text{ GeV}$
ou au moins un muon isolé de $p_T \geq 20 \text{ GeV}$ | “présélection lâche” |
| (c) $N(\text{jet} + \text{lepton isolé}) \leq 2$ | |
| (d) $N(\text{photon isolé}) = 0$ | “présélection dure” |
| (e) $N(\text{match.track}) \geq 1 \ \& \ p_T^{\text{max}}(\text{match.track}) > 30 \text{ GeV}$ | “ τ -jet” |
| (f) $N(\text{extra-track}) \leq 1 \ \& \ p_T^{\text{max}}(\text{extra-track}) \leq 1 \text{ GeV}$ | “trace isolée” |
| (g) $\Sigma E_T(0.15 : 0.30) / \Sigma E_T(0.00 : 0.30) \leq 10\%$ | “jet fin” |

7.4.1 Point sur le déroulement de la sélection

La table 7.1 montre que depuis la présélection lâche jusqu'à la sélection du jet fin l'efficacité de sélection des événements de signal est de 18.9% alors que le facteur de réjection des événements de fond hadronique du τ^\pm est de 36.3. Le taux de réjection des événements de QCD est de 87.3×10^3 , amenant la contribution de cette classe d'événements à un niveau plus de dix fois inférieure à celle du signal. De part les propriétés de fragmentation du parton b, la contribution relative du $b\bar{b}$ augmente jusqu'à la sélection d'un jet fin.

La contribution des événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$ pour lesquels le jet candidat est un jet de recul est négligeable à la fin de cette sélection : la fraction des jets candidats issus d'un vrai jet de τ^\pm est supérieure à 98% quel que soit le canal de désintégration hadronique du τ^\pm . De la même façon, le fond leptonique du τ^\pm diminue de 6330×10^3 à 6×10^3 tout au long de la sélection.

7.4.2 Revue des événements sélectionnés

Dans ce paragraphe, l'ensemble des événements sélectionnés sont examinés, en mettant plus particulièrement en exergue ceux issus du bruit de fond QCD puisque celui-ci constitue le premier objectif de cette analyse.

étape de la sélection	signal (W/vrai τ -jet)	fond had. du τ^\pm ($W/\tau \rightarrow \rho\nu$)	QCD ($b\bar{b}$)
présélection lache	2792×10^3 (47%)	13178×10^3 (42%)	2803×10^6 (2%)
présélection dure	2120×10^3 (48%)	9517×10^3 (40%)	1461×10^6 (2%)
τ -jet	631×10^3 (88%)	760×10^3 (59%)	21×10^6 (5%)
trace isolée	529×10^3 (99%)	364×10^3 (84%)	62×10^3 (8%)
jet fin	527×10^3 (99%)	363×10^3 (84%)	32×10^3 (0%)

TAB. 7.1 – Pour chaque étape de la sélection, nombre d'événements attendus (pour 10 fb^{-1}) de signal (fraction des événements de signal $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ où le jet candidat est un vrai τ -jet), de fond hadronique du τ^\pm (contribution du canal de désintégration $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ parmi les événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$) et de QCD (contribution du $b\bar{b}$).

Les événements de signal

Les événements de signal permettent la calibration sur une grande plage d'énergie qui couvre, en particulier, celle des traces dans les jets. La figure 7.7 montre que l'énergie des jets candidats atteint 60 GeV dans le tonneau du TileCal ($|\eta| < 1.0$), 120 GeV dans les tonneaux étendus ($0.8 < |\eta| < 1.7$) et 250 GeV dans le calorimètre hadronique en Argon liquide ($1.5 < |\eta| < 3.2$) dans la zone de pseudo rapidité couverte par le détecteur interne. Par ailleurs, la statistique disponible dans chaque tour calorimétrique pour un an de prises de données à basse luminosité est limitée. Il semble donc plus probable d'appliquer la méthode E/p sur des zones plus étendues que les tours (0.1×0.1). Les hadrons chargés des événements de signal ont une distribution uniforme en pseudo rapidité (et en azimuth) dans toute la zone couverte.

Les événements de fond hadronique du τ^\pm

La majeure partie des événements de fond hadronique du τ^\pm provient du canal de désintégration $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$. Sa contribution augmente pour atteindre 84% à la fin de la sélection. Ce canal de désintégration a une topologie très proche de celle du signal. Mais des différences existent : le π^0 produit dans la désintégration du ρ^\pm induit des différences dans la partie électromagnétique du jet et, comme le hadron chargé est produit dans la deuxième génération de la cascade de désintégration du τ^\pm , l'impulsion transverse de la trace candidate est plus faible. La deuxième de ces caractéristiques a été prise en compte. Par contre, la première ne peut pas être étudiée avec la simulation rapide utilisée (ni le partage de l'énergie dans les compartiments électromagnétique et hadronique des calorimètres, ni la forme des gerbes sont paramétrisés dans ATLFAST).

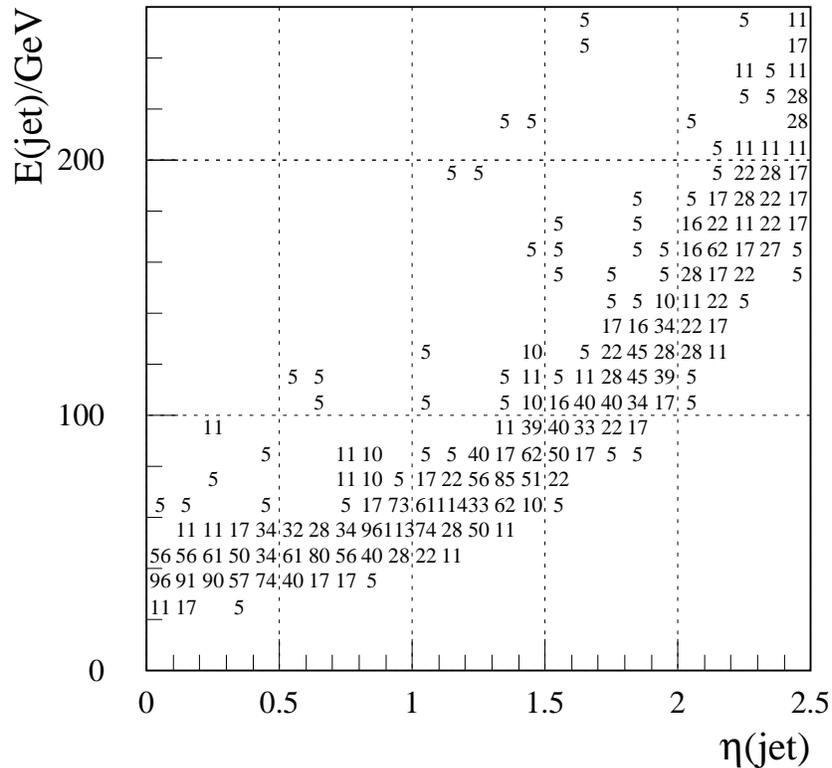


FIG. 7.7 – Nombre de jets candidats de signal attendus à la fin de la sélection dans chaque tour calorimétrique ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$) dans des intervalles d'énergie de 10 GeV. La luminosité intégrée est de 10 fb^{-1} . La distribution correspondant aux pseudo-rapidités négatives est déduite par symétrie.

Les événements de fond QCD

Six événements Monte-Carlo passent les critères (a) à (g). Leurs caractéristiques (au niveau particulaire) sont reportées dans la table 7.2. Dans chacun de ces événements est observé au moins une désintégration semi-leptonique qui explique la grande valeur de l' E_T^{miss} . Un seul événement aboutit à la production d'une particule isolée (événement #1). Les cinq autres sont accompagnés de π^0 . La valeur en E/p du jet candidat est augmentée. Les événements #3 et #6 ont une topologie semblable à celle des événements de fond du τ^\pm car la trace candidate est directement issue de la désintégration d'un ρ^\pm (produit dans le processus d'hadronisation) et le π^0 accompagnant contribue de façon dominante à l'énergie additionnelle déposée dans les calorimètres.

Les six événements QCD sélectionnés sont durs (hauts seuils sur le p_T de la trace candidate et sur l' E_T^{miss}). Le pouvoir discriminant de la variable $\Delta\phi_{min}$ est dans ce cas très élevé (*cf.* Fig. 7.8). Toutefois, l'extrapolation aux 32k événements de QCD doit

#	jet (E/p)	part (E/GeV)	Commentaires
1	c (1.10)	π^+ (150.0)	<ul style="list-style-type: none"> • π^+ isolé : dans $\Delta R < 0.5$ deux π^- tels que $E=0.145$ GeV et $E=0.320$ GeV • désintégration semi-leptonique de c : $e^+ - \nu_e$
2	c (1.13)	K^- (211.6)	<ul style="list-style-type: none"> • K^- accompagné d'un π^0 ($\Delta R=.36$; $E=7.2$ GeV) • désintégration semi-leptonique : μ (non reconstruit) ($p_T=29.8$ GeV, $\eta=2.5$)-ν_μ ($p_T=4.63$ GeV)
3	d (1.28)	π^- (77.8)	<ul style="list-style-type: none"> • π^- issu de $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ ($E_{\pi^0}=14.1$, $\Delta R < 0.03$) • désintégration semi-leptonique de deux c : $2 e - \nu_e$
4	b (1.54)	p^+ (114.9)	<ul style="list-style-type: none"> • p^+ accompagnés de $n\pi^0$ proches de la particule • désintégration semi-leptonique de b et de \bar{b} : $2 e^- - \nu_e$
5	(ud) (1.86)	π^+ (130.8)	<ul style="list-style-type: none"> • π^+ accompagné de 2 π^0 proches ($E=17.8$ GeV, $\Delta R < 0.05$) ($E=28.2$ GeV, $\Delta R < 0.08$) • désintégrations semi-leptonique de b : $\mu - \nu_\mu$ et $e - \nu_e$
6	u (1.88)	π^- (54.9)	<ul style="list-style-type: none"> • π^- issu de $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ ($E_{\pi^0}=65.3$ GeV, $\Delta R < 0.02$) • désintégration semi-leptonique de \bar{c} : $e^- - \nu_e$

TAB. 7.2 – Caractéristiques particulières des 6 événements Monte-Carlo de QCD qui remplissent les critères (a) à (g). La valeur de E/p est obtenue via ATLFAST.

être faite avec prudence car cette quantité dépend des outils utilisés (ATLFAST) et le poids de chacun de ces événements est grand.

7.5 Décalage en E/p

Le biais sur la distribution E/p induit par les événements de bruit de fond sélectionnés a été étudié en faisant des lissages gaussiens dans la zone $0.6 \leq E/p \leq 1.2$. Le décalage induit par une classe de bruit de fond individuelle (ou leur combinaison) est déterminée en comparant la moyenne du lissage obtenu pour les événements de signal seuls avec celle résultant de leur association avec les événements de la classe de bruit de fond considérée.

Nous avons choisi un segment dissymétrique autour de la valeur centrale des événements de signal (1.0) de façon à augmenter la sensibilité des basses valeurs qui est principalement composée de jets candidats issus des désintégrations $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ et $\tau^\pm \rightarrow K^\pm \nu_\tau$. De plus, les distributions de E/p sur lesquelles est effectué le lissage ont une segmentation correspondant à la résolution attendue du détecteur ATLAS : pour la cinématique (en moyenne) des événements de signal la résolution relative $\sigma(E/p)/(E/p)$ est estimée à 7.5% avec les relations $\sigma(E)/E$ et $\sigma(p)/p$ discutées dans la section 4.3.1 (celles-ci sont basées sur les relations 3.2, 3.4 et 3.12).

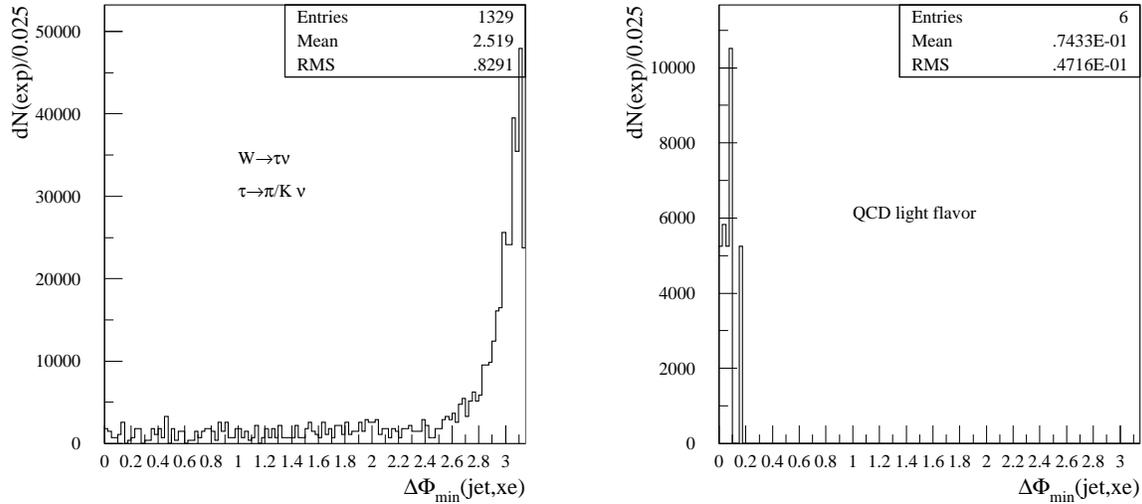


FIG. 7.8 – Distribution en $\Delta\phi_{\min}$ des événements de signal issus du W et des événements QCD à la fin de la sélection.

7.5.1 Biais évalués

Le biais global sur le rapport E/p obtenu en combinant tous les fonds est de 3.7%. La figure 7.9 exhibe les décalages induits par les diverses sources de bruit de fond. Notons en particulier :

- Le rapport E/p du signal est effectivement piqué à un (la moyenne de la gaussienne est de 1.008). Toutefois, certains jets candidats ont une haute valeur de E/p . Le jet candidat est alors soit un jet de recul soit un τ^\pm qui se désintègre hadroniquement tel que $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$ où h^\pm est ni un π^\pm ni un K^\pm (ce qui peut être le cas lorsque le second τ^\pm des événements $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^\pm \tau^\mp$ est sélectionné).
- Pour les événements de QCD, la distribution en E/p est décalée vers de plus hautes valeurs que celles du signal. Bien que la contribution de la QCD soit inférieure à celle de signal d'un facteur ~ 16 , le biais est estimé à +0.2%.
- La même tendance est observée pour les événements de bruit de fond provenant de la désintégration du τ^\pm (en majeure partie dûe au dépôt d'énergie additionnelle du π^0). Comme le nombre d'événements attendus est dix fois plus grand que dans le cas de la QCD, le décalage est plus élevé (3.6%).

7.5.2 Taux de réjection ultérieur

Le biais induit par les événements de QCD est plus faible que le décalage de 1% maximum requis alors que celui dû aux événements de bruit de fond du τ^\pm est supérieur

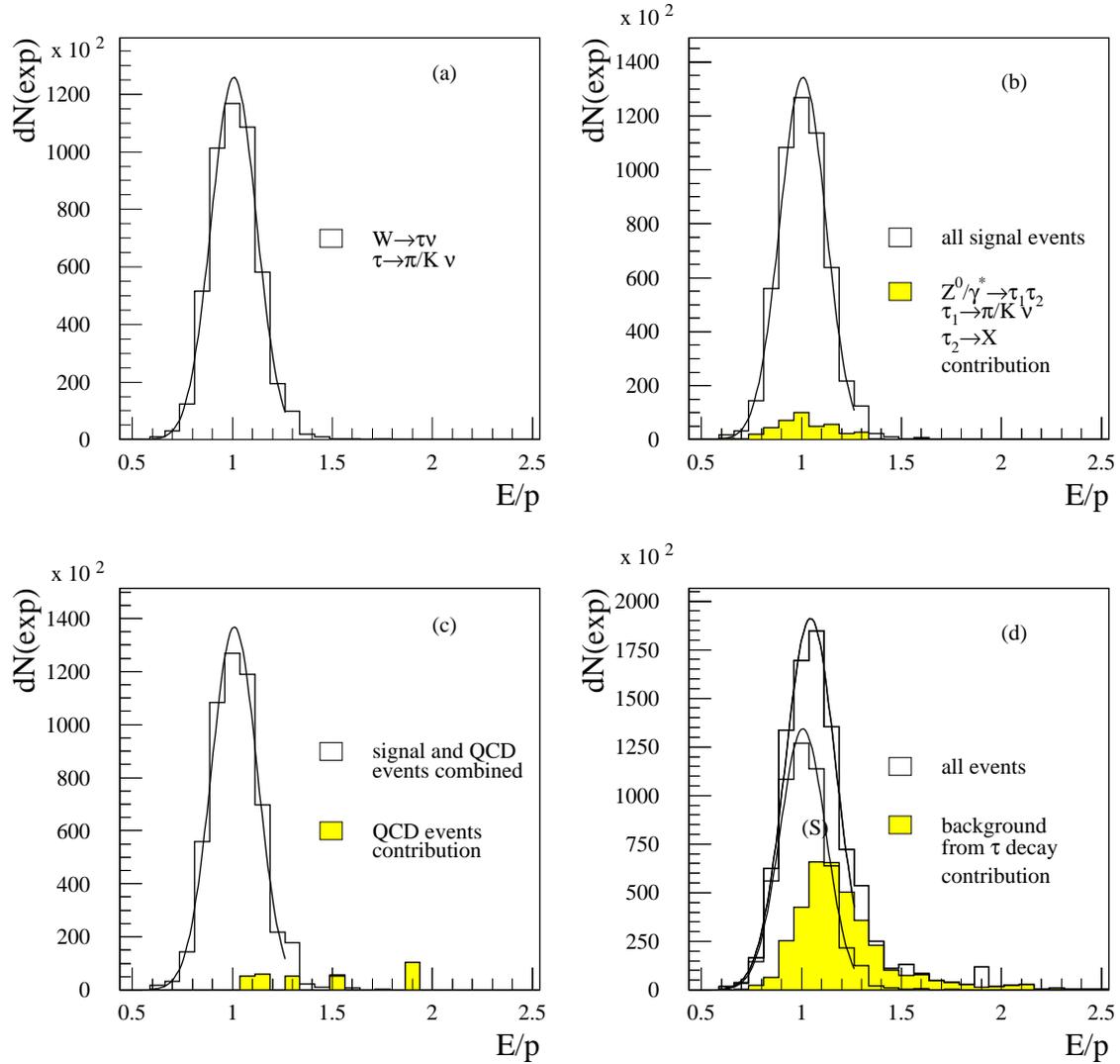


FIG. 7.9 – Nombre d'événements acceptés par la sélection complète pour 10 fb^{-1} en fonction du rapport E/p pour : les événements de signal $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ (a), tous les événements de signal (b), tous les événements de signal combinés aux événements de QCD (c) et pour tous les événements de signal et de bruit de fond combinés (d). Sur la distribution (d) est superposée la contribution du signal (S). Les lissages gaussiens superposés sont effectués dans la zone $0.6 \leq E/p \leq 1.2$.

à la précision désirée. Cette valeur doit être réduite pour atteindre les performances souhaitées. La table 7.3 présente le décalage en E/p obtenu pour différentes valeurs de facteurs de réjection appliqués au bruit de fond. Cette estimation a été faite en considérant une efficacité de sélection du signal de 100%. Un facteur de réjection de 5 serait suffisant pour atteindre la précision de 1% sur la calibration.

Rej	biais(QCD)	biais global
1.	0.2%	3.7%
2.	0.1%	2.2%
3.	0.1%	1.5%
4.	0.0%	1.2%
5.	0.0%	1.0%
6.	0.0%	0.8%
7.	0.0%	0.7%
8.	0.0%	0.6%
9.	0.0%	0.5%
10.	0.0%	0.5%
11.	0.0%	0.4%

TAB. 7.3 – *Biais sur le rapport E/p pour les événements acceptés par la sélection complète en fonction du facteur de réjection appliqué aux événements de bruit de fond. Ce biais est estimé en assumant aucune baisse de l'efficacité de sélection du signal.*

L'approche adoptée dans cette étude consiste à éliminer ultérieurement les π^0 additionnels dont le dépôt d'énergie biaise la mesure du rapport E/p . Une autre approche pourrait reposer sur des critères moins strictes afin de sélectionner des jets candidats comportant des π^0 . Dans ce cas, une correction de l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique devrait être apportée en moyenne. Ces deux approches sont complémentaires. Elles permettraient de contrôler la réponse du détecteur avec deux lots différents et de mieux appréhender les biais inhérents à chacune de ces approches.

Chapitre 8

Séparation π^\pm/ρ^\pm

La première étape de la méthode E/p consiste à s'affranchir du bruit de fond QCD (elle fait l'objet du chapitre 7). Son principe est de rejeter les jets candidats issus d'un parton au profit des jets issus de la désintégration hadronique d'un lepton τ^\pm , quel que soit le canal. La présente sélection, qui constitue la seconde et dernière étape de cette étude, applique un principe complémentaire dont le but est de séparer les modes de désintégration hadronique du τ^\pm . Tout d'abord des classes d'événements, en terme d'objectif de calibration, sont distinguées. Puis, si cela est nécessaire, des critères basés sur le développement de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique sont appliqués. Le bruit de fond majoritaire ($\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ suivi de $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$) est ainsi largement éliminé tout en conservant une efficacité de sélection du signal ($\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm/K^\pm \nu_\tau$) suffisante pour conduire à un biais en E/p inférieur à la valeur de 1% requise.

8.1 Principe et cadre de travail

A ce niveau de la sélection, le bruit de fond est dominé par les événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$ pour lesquels le jet candidat est issu de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ suivi de $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ (cf. section 7.4). Ce canal de désintégration du τ^\pm est très proche de ceux qui contribuent au signal ($\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm/K^\pm \nu_\tau$). La différence repose sur la production d'un π^0 . Les autres événements de fond du τ^\pm sont issus des canaux de désintégration du τ^\pm où au moins un hadron chargé accompagné de π^0 est produit. Les pions neutres déposant leur énergie sous la forme électromagnétique, la séparation de ces modes est opérée en considérant le développement de la gerbe dans le ECAL. Le programme ATLFAST ne distingue pas les composantes électromagnétique et hadronique d'une gerbe. Nous avons donc utilisé une simulation complète du détecteur.

Points étudiés

Puisque les caractéristiques globales des événements de signal et de fond dominant sont semblables, il n'est pas utile d'étudier des événements complets. De plus, nous ne sommes pas intéressés par le τ^\pm en tant que tel mais par le jet candidat qui est détecté, *i.e.* que seuls ses produits de désintégration hadronique sont indispensables et que le neutrino-tau associé est superflu (hors de l'événement complet). Considérant par ailleurs le gain en terme de temps de calcul, nous avons choisi de travailler directement avec les particules π^\pm et ρ^\pm pour effectuer leur séparation.

Ces particules ont été générées en des points cinématiques précis (η, E) représentatifs des zones couvertes par les jets candidats à l'issue de l'étude de la réjection des fonds multi traces (*cf.* section 7.4). La figure 8.1 montre la similitude entre les zones du plan $[\eta, E]$ couvertes par les π^\pm et les ρ^\pm issus de la désintégration du $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ pour les événements complets sélectionnés. La distribution en énergie des candidats ρ^\pm est toutefois sensiblement plus élevée de par la différence de masse et l'effet de la polarisation du τ^\pm (*cf.* section 2.3).

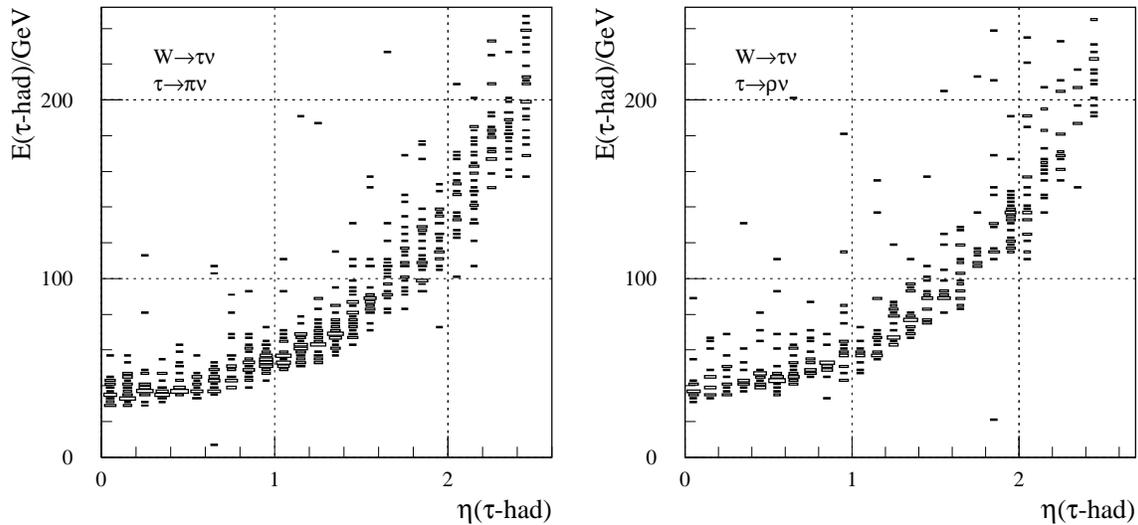


FIG. 8.1 – Zones couvertes par les π^\pm et les ρ^\pm issus de la désintégration des τ^\pm produits dans les événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ passant la sélection opérée sur les événements complets. Elles sont déterminées au niveau du générateur PYTHIA.

Le pouvoir de séparation π^\pm/ρ^\pm du détecteur ATLAS est estimé dans la partie tonneau du ECAL ($|\eta| < 1.475$), au point $\eta = 0.3$ ($E = 55$ GeV), afin de s'affranchir des effets de non-détection dûs aux zones mortes. Dans les parties bouchons du ECAL ($1.375 < |\eta| < 3.2$), la granularité effective est la même que celle du tonneau dans la zone des mesures de précision ($|\eta| < 2.5$). Rappelons que cette zone est celle dans laquelle est restreinte l'applicabilité de la méthode E/p . Le pouvoir de discrimination

π^\pm/ρ^\pm attendu est donc le même dans ces deux zones. Nous avons toutefois contrôlé les résultats du point tonneau en répétant l'étude en un point des bouchons : à $\eta = 2.2$ ($E=210$ GeV).

Les lots de particules engendrées et reconstruites sont présentés dans la table 5.4. La simulation complète et la simulation rapide du détecteur ont été utilisées simultanément pour reconstruire les π^+ et les ρ^+ . Cela permet des comparaisons entre ces deux options de reconstruction et en particulier un calcul identique de la quantité E/p .

Démarche adoptée

Le rapport E/p est étudié afin de contrôler le biais à chaque étape de la sélection. Il est traité avec la même démarche que pour les événements complets (*cf.* section 7.5) de façon à pouvoir comparer aisément les résultats. Les mêmes quantités sont utilisées, en l'occurrence l'énergie nominale du jet candidat et l'impulsion de la trace candidate (déterminées dans ATLFAST). Le biais est estimé en effectuant un lissage gaussien sur le segment $0.6 \leq E/p \leq 1.2$ en utilisant les mêmes largeurs d'intervalles.

L'étude de la séparation π^\pm/ρ^\pm présentée dans ce chapitre a été développée pour le point bouchon. Elle est par ailleurs contrôlée avec le point tonneau (sans optimiser la sélection). Ainsi, sans mention contraire, tous les résultats présentés se réfèrent au point de la partie tonneau du détecteur.

La sélection effectuée couvre les sections 8.2 et 8.3. Un résumé est présenté dans la section 8.4. L'effet du phénomène d'empilement (dans le cadre de la basse luminosité) est discuté dans la section 8.5. La dernière section évalue le biais final en E/p . L'ensemble des bruits de fonds de la méthode E/p est alors considéré.

8.2 Lots caractéristiques

La séparation π^+/ρ^+ doit être faite sur des lots d'événements qui reflètent les caractéristiques cinématiques des candidats (jet et trace) qui satisfont les critères de réjection des bruits de fond multi traces. Nous avons opéré en deux temps. Tout d'abord, nous avons caractérisé le "lot simple". Celui-ci obéit aux critères effectués avec la simulation rapide du détecteur. Puis, nous avons caractérisé le "lot détaillé". Ce dernier tient compte du caractère détaillé de la simulation complète.

8.2.1 Caractérisation du lot simple

Les critères de sélection des jets candidats effectués avec la simulation rapide ATLFAST dans l'étude de la rejection des bruits de fond multi-traces sont les suivants :

- (a) $N(\text{jet}) \geq 1$ & $p_T(\text{jet}) > 20$ GeV & $|\eta(\text{jet})| < 2.5$
- (e) $N(\text{match.track}) \geq 1$ & $p_T(\text{match.track}) \geq 30$ GeV
- (f) $N(\text{extra-track}) \leq 1$ & $p_T(\text{extra-track}) \leq 1$ GeV
- (g) $\Sigma E_T(0.15 : 0.30) / \Sigma E_T(0.00 : 0.30) \leq 10\%$

La totalité des π^+ reconstruits (999) obéissent à ces critères de sélection alors que $\sim 58\%$ des ρ^+ sont rejetés. En effet, la cinématique du ρ^+ est contrainte. Son énergie est donc partagée entre ses produits de désintégrations (π^+ et π^0) ce qui induit la faible efficacité de sélection de traces candidates.

Par ailleurs, les π^0 produits dans la désintégration du ρ^+ conduisent à l'identification d'un photon isolé dans 2.8% des cas. Le critère sur le nombre de jet reconstruit rejette ces événements car le π^0 emporte alors une grande part de l'énergie des ρ^+ (par conséquent aucun jet est reconstruit). Le critère sur le nombre de photon est donc implicite. L'application des critères sur les quantités $N(\text{jet+lepton isolé})$ et E_T^{miss} nécessitent des événements complets. Elles ne sont donc pas considérées.

Normalisation des particules aux candidats attendus

La normalisation aux nombres d'événements attendus pour 10 fb^{-1} est basée sur les résultats reportés dans la table 7.1. Les π^+ et les ρ^+ sont assimilés aux événements de signal et de fond hadronique du τ^\pm respectivement (pour lesquels 527×10^3 et 363×10^3 événements sont attendus). Ces valeurs sont données à titre indicatif. En effet, cette normalisation considère les événements attendus sur l'ensemble de la couverture du détecteur interne alors que les taux de réjection estimés dans la suite sont caractéristiques de la partie tonneau du détecteur. Il est remarquable que les valeurs des décalages en E/p ne sont pas affectés par cette extrapolation grossière car les candidats ont une distribution uniforme en pseudo rapidité sur la totalité de la zone couverte. Nous avons par ailleurs déterminé le biais sur la mesure du rapport E/p induit par le lot de ρ^+ sélectionnés. Sa valeur est de 3.6%. Elle est en accord avec les résultats obtenus pour les événements complets lorsque les événements de QCD ne sont pas combinés (*cf.* section 7.5).

8.2.2 Caractérisation du lot détaillé

Dans un deuxième temps nous avons reproduit chacun des critères de caractérisation du lot simple dans le cadre de la simulation complète du détecteur. Nous avons réalisé la comparaison des performances obtenues sur la base des π^+ et des ρ^+ appartenant au lot simple. Des différences existent notamment en ce qui concerne les variables construites sur les traces et la variable d'isolation calorimétrique.

- Dans la simulation complète du détecteur, les interactions avec la matière sont décrites. En particulier, lorsque le π^+ interagit dans le volume du détecteur interne, plusieurs traces peuvent être reconstruites. Elles ont une impulsion transverse plus faible que celle de la trace candidate (si aucune interaction n'a lieu) et peuvent être présentes dans le cône d'isolation du détecteur interne ($R=0.4$). Par conséquent, l'efficacité relative de sélection est diminuée (par rapport à la sélection effectuée dans ATLFast). Celle-ci a été estimée à 98.0% dans le cas des π^+ isolés. En ce qui concerne les ρ^+ , le même phénomène se produit. Il est par ailleurs renforcé par la conversion de photons ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). L'efficacité relative de la sélection est donc plus faible que dans le cas du lot de π^+ . Sa valeur a été estimée à 86.5%.
- Le développement des gerbes dans les calorimètres n'est pas paramétrisé dans la simulation rapide du détecteur. La figure 8.2, comparée à la figure 7.6, montre que la distribution de la variable d'isolation calorimétrique est plus large dans le cas de la simulation complète. Par conséquent, la coupure effectuée à 10%, bien qu'elle ne dégrade pas catastrophiquement l'efficacité de sélection du signal (11.3%), n'est pas réaliste. Toutefois, tous les événements complets ont été reconstruits avec le même biais. En particulier, les jets candidats issus de π^\pm et de ρ^\pm ont des distributions similaires et ne sont pas rejetés par la coupure effectuée. Dans la suite, nous ne reproduirons donc pas ce critère de sélection.

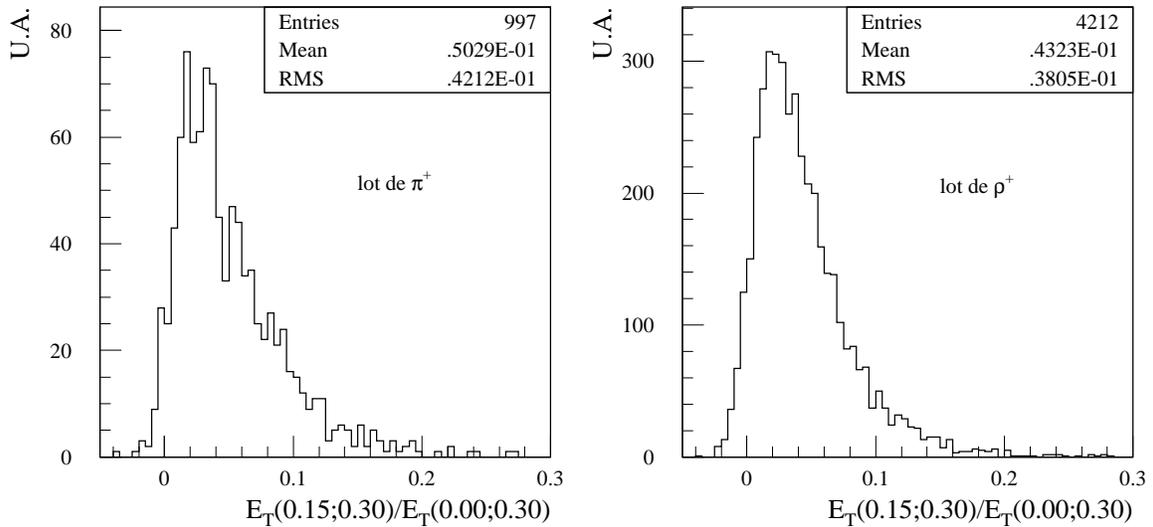


FIG. 8.2 – Distribution de la variable d'isolation calorimétrique calculée via la simulation complète du détecteur. Les particules reconstruites représentées remplissent les critères : $p_T(\text{jet}) > 20 \text{ GeV}$ et $p_T(\text{match.track}) > 30 \text{ GeV}$.

La perte d'efficacité des lots détaillés par rapport aux lots simples provient essentiellement des critères appliqués aux traces. Nous les avons donc reproduits dans la

simulation complète du détecteur afin de caractériser le lot détaillé. Le seuil sur l'impulsion transverse du jet reconstruit dans la simulation détaillé n'a pas été considéré. En effet, le calorimètre hadronique est à l'échelle électromagnétique. L'énergie du jet est donc sous estimée. Les lots détaillés de π^+ et de ρ^+ correspondent finalement à 516×10^3 et 314×10^3 candidats attendus.

8.3 Traitement des candidats

Chaque lot détaillé (π^+ et ρ^+) est séparé en trois classes distinctes. Elles sont caractéristiques de la qualité du π^+ en terme de calibration du HCAL. Chacune de ces classes est donc traitée de façon spécifique.

8.3.1 La classe des MIP

La séparation π^+/ρ^+ est nécessaire dans le cas où le π^+ isolé dépose de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Par contre, si il commence sa gerbe dans le calorimètre hadronique, il interagit au minimum d'ionisation (MIP) dans le calorimètre électromagnétique. Dans ce cas, le rapport E/p n'est pas affecté par l'énergie additionnelle déposée par le π^0 . Nous avons donc défini la classe des particules qui interagissent au MIP dans le ECAL. Nous la nommerons par la suite la classe "MIP".

L'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique au minimum d'ionisation dépend des matériaux qui le composent. Nous avons donc fait un choix arbitraire pour définir le MIP. La grandeur considérée est l'énergie déposée par le jet candidat dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique (en incluant la couche de pré-échantillonnage). La figure 8.3 met en évidence la contribution des π^+ isolés qui interagissent au MIP. Finalement cette classe est définie telle que :

$$\text{MIP : } \underline{ENE_{ECAL}(\text{jet}) < 2.\text{GeV}}$$

La classe "MIP" représente une fraction importante du lot de π^+ isolés (28%) alors que 0.6% des ρ^+ remplit ce critère. Les nombres de jets candidats attendus issus respectivement d'un π^+ et d'un ρ^+ sont : 145×10^3 et 2×10^3 . Le décalage en E/p est estimé à 0.1% au sein de cette classe. Toutes les particules reconstruites appartenant à cette classe sont donc conservées sans appliquer de critères supplémentaires.

8.3.2 La classe des pertes catastrophiques

Cette classe (nommée "PERTE") correspond aux π^+ isolés qui ont des pertes catastrophiques dans le calorimètre électromagnétique. Elle est par nature disjointe de la classe précédente. Elle est caractérisée par la fraction électromagnétique du jet :

$$\text{PERTE : } \underline{ENE_{ECAL}(\text{jet})/ENE_{TOT}(\text{jet}) > 90\%}$$

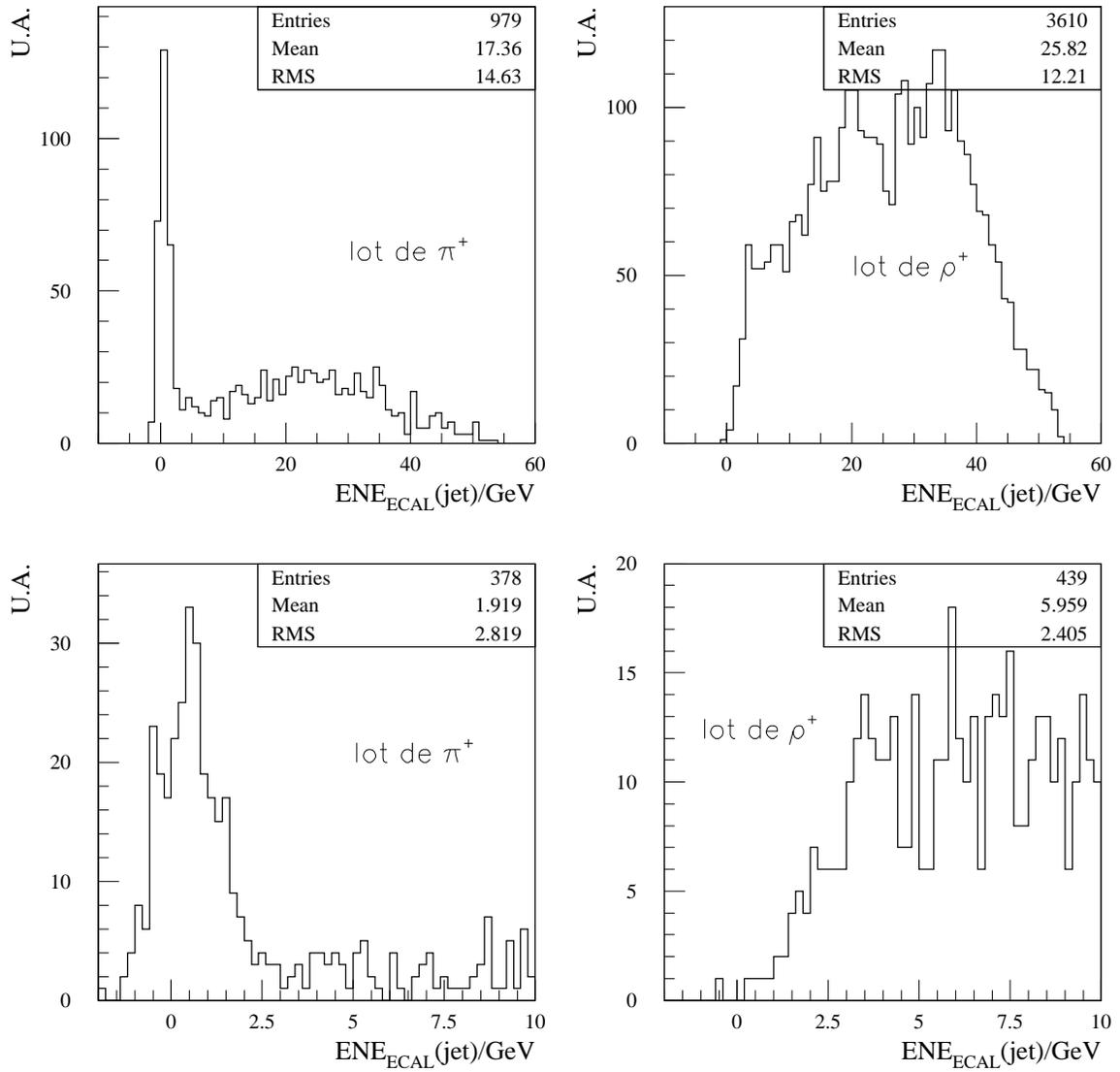


FIG. 8.3 – *Energie déposée par le jet candidat (reconstruit dans un cône de rayon $R=0.4$) dans le calorimètre électromagnétique (en incluant la couche de pré-échantillonnage) pour les deux lots détaillés étudiés. Les figures supérieures représentent la distribution totale tandis que les figures inférieures mettent en exergue la répartition aux basses valeurs. Le bruit électronique est pris en compte.*

Le pourcentage de pertes catastrophiques s'élève à 8.9% dans le cas des π^+ non isolés (équivalent à 27.9×10^3 événements) alors qu'il est égal à 5.7% dans le cas des π^+ isolés (équivalent à 29.5×10^3 événements). Dans ce cas le π^+ détecté n'est pas un bon candidat en terme de calibration du compartiment hadronique seul. Cette classe est donc rejetée.

8.3.3 La classe intermédiaire

Les candidats qui appartiennent ni à la classe des MIP ni à la classe des pertes catastrophiques sont regroupés dans une classe intermédiaire : la classe "INTER".

$$\text{INTER} = \text{TOTAL} - (\text{MIP} + \text{PERTE})$$

La figure 8.4 montre la zone d'énergie couverte par cette classe dans le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes. Elle est à l'interface entre les classes "PERTE" et "MIP". Cette classe est la plus peuplée pour les deux lots de particules. Elle réunit res-

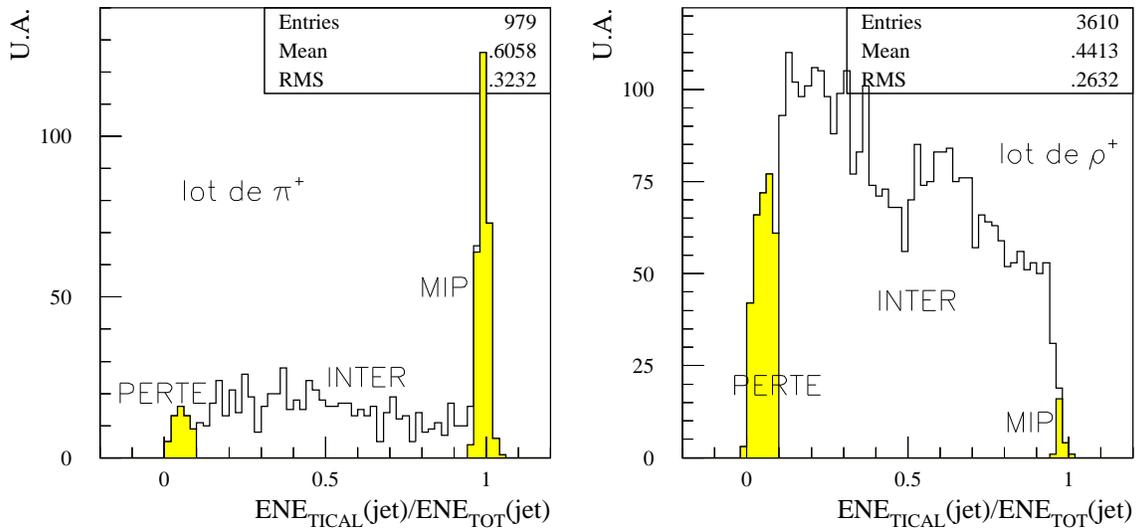


FIG. 8.4 – Fraction d'énergie déposée par le jet candidat dans le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes pour les trois classes définies.

pectivement 66.3% et 90.5% des π^+ isolés et non-isolés des lots détaillés. Les nombres de jets candidats attendus correspondant sont : 342×10^3 et 284×10^3 .

La classe intermédiaire est fortement polluée par l'énergie déposée par le π^0 . Le décalage en E/p induit par ces événements a été estimé à 4.4%. Nous avons donc opéré la séparation π^+/ρ^+ pour ce lot. Les variables utilisées sont basées sur le calorimètre électromagnétique et plus précisément sur l'énergie déposée dans le premier compartiment. En effet, ce dernier a une fine granularité destinée à faire la séparation π^0/γ .

La granularité, définie par la taille des cellules de détection (appelées "strips"), est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.1$ dans la partie tonneau (*cf.* table 3.2).

La première quantité utilisée est le nombre de "strips" touchées. Une cellule est considérée si l'énergie déposée exède le seuil de 0.2 GeV. La figure 8.5 montre que la distribution de cette quantité est très différente dans le cas des π^+ et des ρ^+ . Les

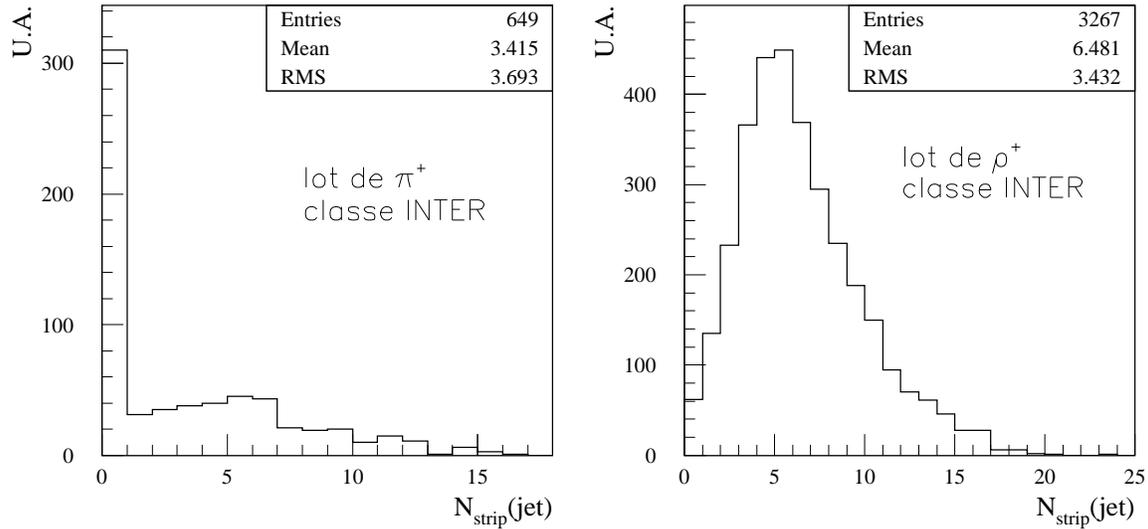


FIG. 8.5 – Nombre de strips touchées par le jet candidat (en appliquant un seuil de 0.2 GeV) pour les particules de la classe intermédiaire.

π^+ interagissent avec une faible probabilité dans la première couche du calorimètre électromagnétique. Le nombre de strips touchées est donc faible. Les π^+ isolés qui interagissent en aval correspondent à la queue de distribution observée. Les particules reconstruites sélectionnées sont celles pour lesquelles le nombre de strips touchées est strictement inférieur à trois.

(h) N(strips)<3

Ce critère correspond à une efficacité relative de sélection des π^+ isolés de 57.9% alors que celle des π^+ non isolés est quatre fois plus faible.

La seconde quantité considérée est la fraction d'énergie déposée par le jet dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique par rapport à celle déposée dans les trois compartiments. La figure 8.6 met en exergue la différence de comportement d'un π^+ isolé et d'un π^+ accompagné par un π^0 . Cette quantité est fortement corrélée au nombre de strips touchées. Toutefois, elle permet de s'affranchir des événements pour lesquels une grande part de l'énergie incidente est déposée dans un petit nombre de strips. Le critère appliqué est :

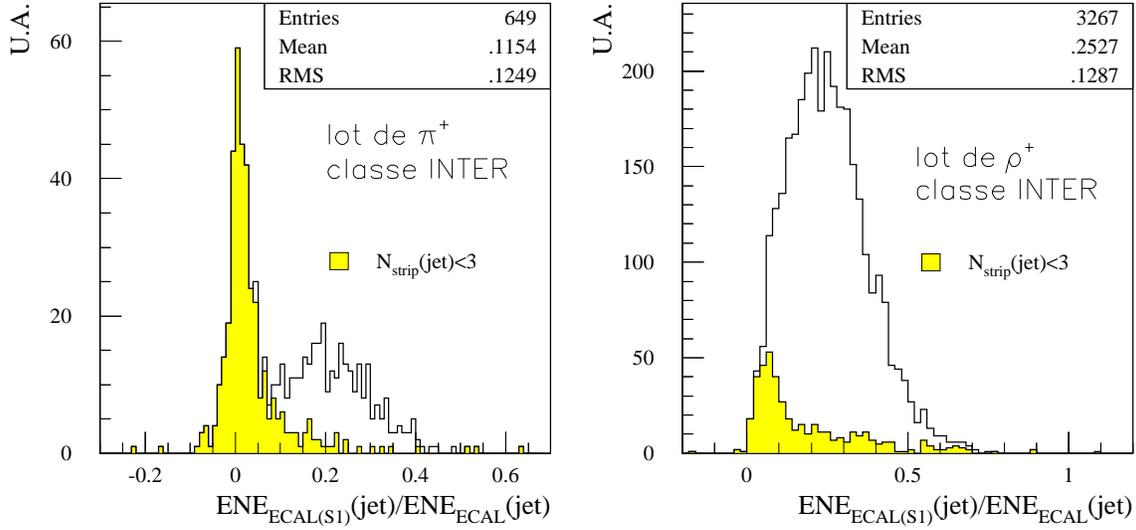


FIG. 8.6 – Fraction d'énergie déposée par le jet candidat dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique par rapport à celle déposée dans les trois compartiments pour les particules de la classe intermédiaire.

(i) $\underline{EM_{S1} = ENE_{ECAL(S1)}(jet)/ENE_{ECAL}(jet) < 10\%}$

L'efficacité relative est de 88.3% dans le cas des π^+ isolés. Elle est environ deux fois plus petite dans le cas des π^+ non isolés. Finalement, le nombre de jets candidats sélectionnés est de 175×10^3 pour le lot de π^+ . Il est supérieur d'un ordre de grandeur à celui des ρ^+ . Le décalage en E/p observé est de 0.7%.

8.4 Performances de la séparation $\pi^+/\pi^+\pi^0$

La calibration du calorimètre hadronique seul peut être effectuée avec les jets candidats de la classe MIP. En ce qui concerne la classe INTER, le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique sont utilisés pour la reconstruction de l'énergie du jet candidat. La non compensation intervient et elle doit être contrôlée. Les jets candidats de la classe PERTE n'interviennent pas dans le cadre de la calibration du calorimètre hadronique seul. Par contre ils doivent être pris en compte si la calibration de la calorimétrie est considérée dans son ensemble (ECAL+HCAL).

8.4.1 Résumé de la sélection

Le tableau 8.1 récapitule, pour le point tonneau, les efficacités de sélection et les résultats de l'extrapolation aux nombres d'événements attendus (pour $10 fb^{-1}$) à

chaque étape de la séparation.

Lots et classes	Lot de π^+		Lot de ρ^+		Biais en E/p
	Eff _{rel}	N _{exp}	Eff _{rel}	N _{exp}	
Lot simple	-	527×10^3	-	363×10^3	3.6%
Lot détaillé	98.0%	516×10^3	86.5%	314×10^3	3.4%
MIP	28.0%	145×10^3	0.6%	2×10^3	0.1%
INTER	66.3%	342×10^3	90.5%	284×10^3	4.4%
(h) N(strip)<3	57.9%	198×10^3	13.2%	37×10^3	1.5%
(i) $EM_{S1} < 10\%$	88.3%	175×10^3	46.7%	17×10^3	0.7%
PERTE	5.7%	29×10^3	8.9%	28×10^3	-
Total sélectionné	60.7%	320×10^3	5.3%	19×10^3	0.4%

TAB. 8.1 – Nombre de candidats π^+ et ρ^+ attendus pour 10 fb^{-1} par extrapolation des résultats du point du tonneau. L'efficacité relative de chaque étape et le biais en E/p induit par les π^+ non isolés par rapport aux π^+ isolés sont présentés.

L'efficacité de sélection totale des π^+ isolés est de 60.7% (par rapport au lot simple). Elle est plus d'un ordre de grandeur supérieure à celle des ρ^+ (5.3%). La classe des pertes catastrophiques étant rejetée sans traitement spécifique, les nombres de candidats π^+ isolés et π^+ non isolés attendus sont respectivement de 320×10^3 et 19×10^3 . Le facteur de réjection relatif des ρ^+ vis-à-vis des π^+ est donc de 11.4 alors que le facteur nécessaire avait été évalué à cinq (*cf.* section 7.5).

Résultats pour le point bouchon

Rappelons que dans la partie bouchon du ECAL qui concerne la zone de mesures de précision ($1.375 < |\eta| < 2.5$), le pouvoir de séparation doit être semblable à celui de la partie tonneau. Toutefois, sur l'avant du détecteur, les strips sont plus larges en pseudo rapidité (si la même taille était conservée $\Delta\eta=0.003$, les cellules seraient trop petites). Or la sélection élaborée pour le point du tonneau est notamment basée sur la fine granularité du premier compartiment du ECAL. La table 3.2 donne la taille des strips. En pseudo rapidité (dans la partie bouchon) elle varie telle que : $\Delta\eta=0.003$ pour $1.5 < |\eta| < 1.8$, $\Delta\eta=0.004$ pour $1.8 < |\eta| < 2.0$ et $\Delta\eta=0.006$ pour $2.0 < |\eta| < 2.5$. Nous avons choisi un point dans la zone où les strips sont les plus larges : à $\eta=2.2$.

Les critères utilisés pour la séparation π^\pm/ρ^\pm dans cette zone sont les mêmes que pour le tonneau excepté le seuil du critère (h) qui est diminué à un. Les efficacités de sélection des π^\pm et des ρ^\pm sont plus élevées que pour le point bouchon : elles sont respectivement de 65.6% et de 6.5%. Par conséquent le facteur de réjection des ρ^\pm vis-à-vis des π^\pm est sensiblement diminué à la valeur 10.1. La sélection appliquée est moins stricte (en terme de facteur de réjection) que celle de la partie tonneau. Mais il

est remarquable que le facteur de réjection obtenu est plus élevée que le facteur estimé nécessaire (cinq) et que la statistique est augmentée.

8.4.2 Décalage en E/p induit par les ρ^+

Le décalage en E/p a été déterminé pour chaque étape de la séparation π^\pm/ρ^\pm . Rappelons que les quantités utilisées, $E(\text{jet})$ et $p(\text{jet})$, sont déterminées avec le programme de simulation rapide ATLFEST (la méthode est détaillée dans la section 7.5). Par conséquent, l'énergie nominale des jets est prise en compte dans le calcul et les candidats de signal ont une distribution en E/p centrée sur l'unité.

La table 8.1 montre, en particulier, que le biais apporté par les π^+ non isolés au sein de la classe intermédiaire est contraint à une valeur acceptable, estimée à 0.7%. La combinaison des candidats sélectionnés à été faite. La pondération de chaque classe résulte des efficacités de sélection obtenues pour l'étude du point bouchon et la normalisation aux nombres d'événements attendus est basée sur les résultats obtenus à l'issue de la réjection des fonds multi traces : critères (a) à (g). La figure 8.7 montre la distribution en E/p obtenue. La contribution de la classe des particules qui interagissent au MIP dans le calorimètre électromagnétique (dont le décalage est estimé à 0.1%) permet de diminuer le décalage induit par les candidats de la classe intermédiaire à une valeur estimée à 0.4%.

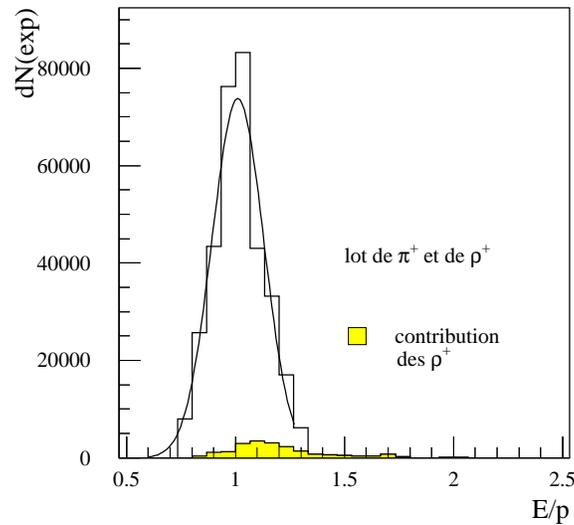


FIG. 8.7 – Nombre de jets candidats attendus (pour 10 fb^{-1}) après la séparation π^\pm/ρ^\pm (en combinant les classes et les lots de π^+ et de ρ^+) en fonction du rapport E/p . Les poids affectés sont issus des résultats tonneau. Le lissage gaussien est effectué dans la zone $0.6 \leq E/p \leq 1.2$.

Inclusion de la classe PERTE : Si les π^+ et les ρ^+ inclus dans la classe PERTE sont traités avec les mêmes critères que ceux de la classe INTER, (h) et (i), les nombres de candidats sélectionnés au sein de la classe PERTE sont : $N_{exp}(\pi^+)=6.3\times 10^3$ et $N_{exp}(\rho^+)=0.7\times 10^3$ (pour 10 fb^{-1}). Dans ce cas, le facteur de réjection relatif des π^+ vis-à-vis des ρ^+ est stable (sa valeur est 11.2). Par contre, le décalage global sur la mesure de E/p est dégradé. Il est estimé à +0.5% par la méthode du lissage gaussien. Il est remarquable que la classe PERTE contribue de façon négligeable au nombre total de candidats sélectionnés, mais leur forte composante électromagnétique augmente vers de grandes valeurs la quantité E/p , biaisant plus nettement le lot global.

8.5 Empilement des événements de biais minimum

Pendant la phase de basse luminosité du LHC, 2.3 événements de biais minimum seront empilés par croisement de paquet. De plus, le temps de réponse des détecteurs (de 20 à 50 ns) conduit à l'intégration de un à deux croisements de paquet. Nous avons étudié cette caractéristique dans le cadre de la simulation détaillée du détecteur. Trois cas de figures sont considérés :

- Les échantillons de π^+ et de ρ^+ engendrés sont reconstruits en simulant l'empilement des événements de biais minimum à basse luminosité. La simulation du filtre digital est supposé optimiste dans ce cas. Nous ne l'avons pas simulée.
- De façon à observer directement l'effet de l'empilement, nous avons également reconstruit les échantillons sans empilement et sans filtre digital.
- Le troisième cas de figure est simulé sans empilement et avec le filtre digital. C'est celui sur lequel est développée la séparation π^+/ρ^\pm .

Ces échantillons sont reconstruits avec ATRECON seulement. Les variables ATLFAST ne sont pas disponibles. Nous avons donc travaillé directement avec le "lot détaillé". La même sélection que celle présentée dans les sections 8.2 et 8.3 est appliquée.

8.5.1 Efficacité de sélection

Plus de un unique jet peut être reconstruit si le phénomène d'empilement est simulé. Toutefois, leur impulsion transverse est faible et aucun de ces jets additionnels ne remplit les critères requis. La table 8.2 expose l'efficacité de sélection (du point bouchon) pour les trois cas étudiés. Elle montre que, quel que soit le cas, la réjection des pions non isolés est stable. Au contraire, l'efficacité de sélection des pions isolés diminue si la simulation du filtre digital est ignorée et si les événements de biais minimum sont superposés. La réjection relative des ρ^+ vis-à-vis des π^+ diminue de 11.7 à 10.3.

	Point tonneau ($\eta=0.3$)		
	MB0 DF1	MB0 DF0	MB1 DF0
Eff(π^+)	59.6%	58.4%	55.6%
Eff(ρ^+)	5.1%	5.5%	5.4%
Rej(π^+/ρ^+)	11.7	10.5	10.3
Biais ^{par} (E/p)	0.42%	0.46%	0.47%

TAB. 8.2 – Résultats de la séparation pour les trois cas étudiés. MB1(0) se réfère à la superposition (ou non) des événements de biais minimum et DF1(0) se réfère à la simulation (ou non) du filtre digital. Les biais en E/p est obtenu en extrapolant les résultats obtenus pour les événements complets (cf. texte).

8.5.2 Décalage en E/p additionnel

L'effet de l'empilement des événements de biais minimum sur le rapport E/p est évalué par extrapolation des résultats obtenus sur les événements complets. Nous avons utilisé le biais estimé des événements complets de fond du τ^\pm en fonction du facteur de réjection qui leur est appliqué. La figure 8.8 présente les résultats obtenus. Les biais en E/p correspondant aux facteurs de réjection calculés présentement sont reportés dans la table 8.2. L'ignorance du filtre digital et l'empilement à basse luminosité porte le décalage additionnel à une valeur inférieure à +1% (dans la partie tonneau).

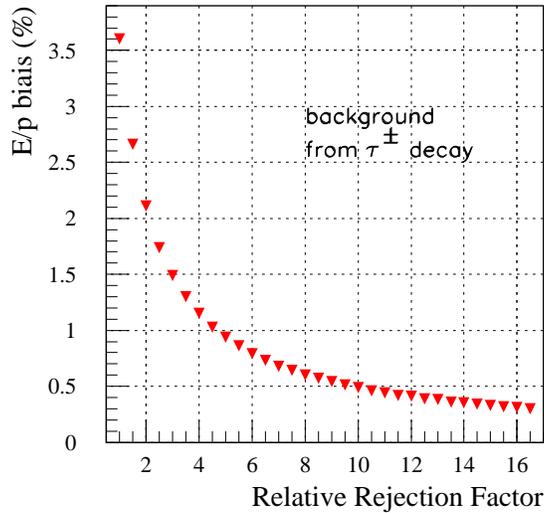


FIG. 8.8 – Biais sur le rapport E/p induit par les événements de fond du τ^\pm qui passent les critères de sélection (a) à (g) en fonction du facteur de réjection qui leur est appliqué. Cette estimation est effectuée avec les événements complets en utilisant le programme ATLFAST (cf. section 7.5).

Résultats pour le point bouchon : Nous avons répété cette étude pour le point de la partie bouchon. Les résultats sont similaires à ceux du point tonneau : le facteur de réjection relatif est porté de 10.1 à 8.9. L'efficacité de sélection des π^+ est toutefois plus fortement dégradée (7.1%). Le décalage additionnel est estimé à la même valeur que pour le point tonneau ($<1\%$).

8.6 Biais final sur la mesure du rapport E/p

Le biais final sur la mesure du rapport E/p doit être déterminé en combinant les candidats issus des événements de signal, de fond du τ^\pm et de QCD finalement sélectionnés. Par conséquent, il faudrait estimer le taux de réjection supplémentaire sur les candidats QCD que peuvent apporter les critères appliqués pour effectuer la séparation π^\pm/ρ^\pm . Rappelons que parmi les six événements QCD remplissant les critères de sélection (a) à (g), cinq jets candidats sont accompagnés de pions neutres et deux de ceux-ci sont directement issus d'une désintégration $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ (cf. section 7.4). Cette évaluation n'a toutefois pas été pratiquée.

Nous avons fait une extrapolation simple consistant à combiner (sans pondération) les divers décalages observés dans cette étude :

- Nous considérons donc que le biais induit par les événements de QCD n'est pas affecté. Il est estimé à $+0.2\%$ à l'issue de la réjection des fonds multi traces.
- La séparation des modes $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ et $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ restreint à 0.4% le décalage induit par les événements de fond hadronique du τ^\pm (pour une efficacité de sélection des π^\pm de 60.7%).
- L'empilement des événements de biais minimum, dans la phase de basse luminosité du LHC, induit un décalage estimé à une valeur inférieure à $+0.1\%$ (l'efficacité de sélection des π^\pm est diminuée de 4%).

Cette méthode porte à 0.7% la valeur du biais final sur la mesure du rapport E/p résultant de la présence de candidats qui simulent un hadron chargé et isolé dans la partie tonneau. Les résultats obtenus pour le point bouchon (sans optimisation) confirme cette valeur. Elle est inférieure à la précision requise sur la calibration du calorimètre hadronique du détecteur ATLAS.

Cette analyse est une première estimation du potentiel de la méthode de calibration E/p . Les résultats obtenus sont encourageants et prometteurs. Mais les autres erreurs systématiques inhérentes à cette étude (comme la description des gerbes ou bien l'extrapolation depuis la simulation rapide à la simulation détaillée) doivent faire l'objet d'études ultérieures pour confirmer les possibilités offertes par la méthode. Les conclusions ainsi que les perspectives de la méthode E/p font l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

Les buts physiques de la collaboration ATLAS, en ce qui concerne la recherche de nouvelles particules ou bien les mesures de précision, conduisent à des performances strictes en terme de connaissance de l'échelle absolue en énergie. La précision requise sur la connaissance de l'échelle absolue en énergie des jets est de 1%. La calibration du calorimètre hadronique par la méthode E/p fournit l'échelle d'énergie des hadrons chargés isolés. Elle est fondamentale car elle est la seule à permettre le transport des calibrations obtenues en faisceaux (qui fixeront de façon initiale l'échelle d'énergie) dans le détecteur ATLAS lorsqu'il sera complet. Ainsi, bien que cette méthode ne permette pas de fournir une échelle d'énergie aux jets, elle peut être considérée comme la première étape vers la compréhension et la maîtrise de l'échelle absolue en énergie du calorimètre hadronique.

La première partie de ce chapitre présente point par point la démarche adoptée et les conclusions qui en sont déduites. Les atouts de la méthode E/p sont alors mis en exergue. Dans la seconde partie, les développements ultérieurs et les perspectives de cette méthode sont présentées.

9.1 Résultats établis

La source de hadrons naturellement isolés considérée dans cette étude est la production de bosons W et Z^0/γ^* se désintégrant en τ^\pm . Aucun bruit de fond physique existe. Toutefois des effets instrumentaux tels que des mesures erronées ou bien de mauvaises identifications conduisent à un large bruit de fond. Les deux sources principales ont été prises en compte dans cette étude : les événements QCD qui dominent la production de jets et les désintégrations du τ^\pm lui-même. La présence de traces additionnelles, ou bien celle d'énergie neutre (π^0) augmente la valeur du rapport E/p mesurée vis-à-vis celle escomptée pour le signal.

Déclenchement sur les événements

L'étude présentée dans ce document révèle les difficultés liées à la détection de hadrons chargés et isolés dans un collisionneur hadronique. Les menus du système de déclenchement dédiés (T20+XE30 et τ 20+xE30) souffrent particulièrement du bruit de fond QCD qui peut simuler la présence d'un τ^\pm se désintégrant hadroniquement accompagné d'une grande énergie transverse manquante. Toutefois, bien que les seuils de ces menus ne soient pas fermement figés, leur faisabilité est acquise.

L'efficacité de sélection des processus $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$ n'a pas été estimée précisément dans ce cadre mais l'extrapolation des critères appliqués à des études de type hors ligne montrent qu'un haut taux de hadrons chargés isolés est attendu (de l'ordre de 1.8×10^6 pour 10 fb^{-1} en appliquant une efficacité d'étiquetage des τ -jet de 70%).

Sélection des candidats

L'utilisation d'une simulation rapide du détecteur a montré que le bruit de fond multi traces est contrôlable en utilisant des critères simples basés sur la sélection d'une trace candidate et d'un jet candidat isolés. Le bruit de fond QCD est alors réduit à un taux ~ 16 fois inférieur à celui du signal, induisant un biais sur la mesure du rapport E/p de 0.2%.

A ce niveau de la sélection, le bruit de fond dominant est celui où le jet candidat est accompagné d'énergie neutre (notamment dans le canal de désintégration $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$ avec $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$). Une simulation détaillée du détecteur permet d'appliquer des critères basés sur l'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique. Dans la partie tonneau, la contribution de cette classe de bruit de fond est réduite d'un facteur ~ 16 en conservant une efficacité de sélection des jets candidats composant le signal de 61%. Le décalage sur la mesure du rapport E/p induit par π^+ non isolés est ainsi contraint à 0.4%. La stabilité de ces résultats en pseudo rapidité a par ailleurs été confirmée par l'étude menée en un point des bouchons.

Calibration et biais sur la mesure du rapport E/p

Le biais final induit par les événements de fond restant a été estimé. Dans un premier temps, nous avons considéré l'égalité des efficacités relatives de sélection du signal et de la QCD vis-à-vis des critères de séparation entre un π^+ isolé et un π^+ accompagné d'un π^0 . Le biais sur la mesure du rapport E/p, lorsqu'aucune pondération est faite, est la somme des décalages induit par les deux classes de bruit de fond. La valeur résultante s'élève à 0.6%. Le phénomène d'empilement d'événements de biais minimum (à basse luminosité) augmente cette valeur de +0.1%, portant le décalage en E/p à une valeur finale de +0.7%. Celle-ci est inférieure à la précision requise pour la calibration du calorimètre hadronique. Notons par ailleurs que cette estimation ne tient pas compte

du facteur de réjection supplémentaire conséquent à la séparation π^+/ρ^+ . Un facteur de réjection supplémentaire de l'ordre de quatre serait suffisant pour que le biais induit par la QCD soit négligeable. Dans ce cas, le biais global final sur la mesure du rapport E/p s'élèverait à 0.5%.

La statistique obtenue ne permet pas de calibrer les tours calorimétriques individuellement. Il semble plus vraisemblable de calibrer le calorimètre hadronique dans des zones plus étendues. Cette méthode permet de couvrir la zone de pseudo rapidité du détecteur interne. Celle-ci regroupe, pour la partie hadronique de la calorimétrie, le tonneau et les bouchons étendus du TICAL ainsi que les parties bouchons (en LAr) jusqu'à $|\eta| < 2.5$. La méthode en E/p permet donc par ailleurs de faire une intercalibration entre ces différentes technologies.

La sélection des candidats présentée, en terme de calibration du calorimètre hadronique, distinguent trois classes de candidats (MIP, PERTE et INTER). Parmi elles, la classe des particules qui interagissent au MIP dans le calorimètre électromagnétique a une qualité particulière : elle peut être directement comparée avec les calibrations en faisceaux opérées sur les modules du calorimètre hadronique avant leur montage dans ATLAS. Par conséquent, la méthode E/p fournit un outil essentiel permettant un lien direct entre la réponse des modules individuellement et leur réponse dans l'environnement complet d'ATLAS. Des effets tels que le bruit électronique ou bien la distribution de matériel passif pourront alors être investigués et les simulations Monté Carlo pourront ainsi être contrôlées.

La méthode E/p est donc une méthode de calibration prometteuse. Elles offrent des avantages uniques et elle contribuera ainsi à une meilleure connaissance de l'échelle en énergie absolue dans le détecteur ATLAS.

9.2 Etudes ultérieures

L'étude de la calibration par la méthode E/p est encourageante. Toutefois, plusieurs points sont à développer (comme l'étude du déclenchement sur les événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$ ou bien la considération de nouvelles sources de signal). D'autres restent à explorer (comme la faisabilité de cette méthode à haute luminosité ou bien son application en vue de l'amélioration de la résolution en énergie des jets par exemple).

Efficacité de sélection des événements de signal au EF

Les algorithmes de déclenchement sur un objet τ ont été élaborés en considérant des événements $A^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ avec une masse de A^0 comprise entre 150 GeV et 450 GeV. L'efficacité de sélection des événements de signal $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$ n'est donc pas connue. De plus, les fréquences de sortie résultantes de la combinaison d'un

déclenchement sur les objets τ^\pm et E_T^{miss} montrent la faisabilité des menus T20+XE30 (au LVL1) et τ 20+xE30 (au LVL2) mais les seuils ne sont pas fixés. Une incertitude majeure demeure donc sur le nombre d'événements disponibles pour effectuer la calibration.

Par conséquent il est nécessaire d'effectuer une étude précise (utilisant les outils dédiés) et complète (à chacun des niveaux) du comportement de ces événements vis-à-vis du système de déclenchement. Celle-ci permettrait en particulier d'optimiser la valeur des seuils et de déterminer si un déclenchement échantillonné (pour lequel une fraction des événements sélectionnés est rejetée afin de réduire la fréquence de sortie) est rédhibitoire.

Zones mortes

La présence de zones mortes dans la calorimétrie (la zone de transition entre les parties tonneau et tonneaux-étendus du TileCal et celle qui couvre les coins des cryostats dans les partie tonneau et bouchons) peut dégrader les performances obtenues. Il est par conséquent important d'étudier précisément ces zones (d'autant plus qu'elles contribuent à la dégradation de la résolution en énergie transverse manquante ainsi qu'à celle de la résolution en énergie des jets).

La QCD comme source de hadrons chargés isolés

Les résultats obtenus sont pessimistes en terme de statistique. En effet, nous avons considérés comme seules sources de signal les hadrons chargés isolés les processus $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$. Or, tout processus conduisant à la production de tels hadrons constitue une source de signal. En particulier, cette étude classe les événements de QCD comme des événements de bruit de fond. Mais, les fluctuations dans la fragmentation des jets peuvent conduire à produire une trace hadronique isolée.

La considération des événements QCD comme une source potentielle de candidats pour la méthode de calibration en E/p est possible [91]. Dans ce cas la méthodologie serait différente de celle effectuée présentement. La statistique des candidats issus des événements de signal $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$ avec $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$ pourrait ainsi être renforcée par les candidats provenant des événements QCD.

Phase de haute luminosité

La méthode de calibration en E/p a été investiguée dans les conditions de fonctionnement de basse luminosité du LHC. Son extension à la haute luminosité est envisageable.

A haute luminosité, l'environnement du LHC est plus dur pour la détection d'un hadron chargé et isolé (23 événements de biais minimum seront alors superposés en

moyenne). L'augmentation de la luminosité du collisionneur (le nombre d'événements attendus est décuplé) pourrait toutefois permettre de compenser une baisse d'efficacité de détection. Les seuils proposés dans les menus de déclenchement dédiés sont très élevés (T60+XE60 et τ 60+xE60) et mal adaptés aux événements $W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ et $Z^0/\gamma^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$. Dans ce cas, les événements de QCD pourraient constituer une source plus abondante de candidats.

Amélioration de la mesure en énergie des jets

La détermination de la mesure de l'énergie d'un jet est délicate. Elle dépend d'effets instrumentaux et d'effets physiques. La méthode de calibration en E/p peut permettre de l'améliorer. En effet, lorsqu'un jet comprend un amas calorimétrique isolé, celui-ci peut être traité de façon individuelle. En particulier, si une trace isolée pointe vers cet amas, l'énergie totale du jet est obtenue en sommant l'impulsion de la trace plutôt que l'énergie de l'amas, bénéficiant ainsi de la meilleure résolution du détecteur interne.

Cette méthode a été utilisée par l'expérience CDF pour le run I du Tevatron [92]. L'étude menée sur des événements γ +jet a montré que la résolution en énergie du jet est améliorée de façon significative : elle est diminuée de $105\%/\sqrt{E}$ à $80\%/\sqrt{E}$.

Bibliographie

- [1] W. A. Bardeen, H. Fritzsch, M. Gell-Mann, dans *Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics*, édité par R.Gatto (Wiley, New-York), p.139
D. J. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. D* 8 (1973) 3633 ;
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973) 494.
- [2] D. J. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973) 1343 ;
H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973) 1346.
- [3] S. Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 569.
- [4] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* 12 (1964) 132 ; *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508 ;
Phys. Rev. 145 (1966) 1156.
- [5] F. J. Hasert et coll., *Expérience Gargamelle*, *Phys. Lett. B* 46 (1973) 138.
- [6] G. Arnison et coll., *Expérience UA1*, *Phys. Lett. B* 122 (1983) 103 et *Phys. Lett. B* 129 (1983) 389 ;
M. Banner et coll., *Expérience UA2*, *Phys. Lett. B* 122 (1983) 476 et *Phys. Lett. B* 129 (1983) 130.
- [7] LEP collaboration, *A combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP-2000-016 (2000).
- [8] F. Abe et coll., *Expérience CDF*, *Phys. Lett.* 74 (1995) 2626 ;
S.Abachi et col., *Expérience D0*, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 2632.
- [9] K. Kodama et al., DONUT Collaboration, *Observation of Tau Neutrino Interactions*, FERMILAB-Pub-00-335-E (hep-ex/0012035) (2000).
- [10] Y. Nambu, 'New Theories in Physics', *Proceedings of the XIth Kazimierz Symposium* (1988), World Scientific (1989) ;
W. Bardeen et al., *Phys. Rev. D* 41 (1990) 1647 ;
V. Miransky et al., *Mod. Phys. Lett. A* 4 (1989) 1043, *Phys. Lett.* 221B (1989).
- [11] S. Weinberg, *Phys. Rev. D* 13 (1976) 974, *Phys. Rev. D* 19 (1979) 1277 ;
L. Susskind, *Phys. Rev. D* 20 (1979) 2619 ;
E. Farhi et L. Susskind, *Phys. Rep.* 74C (1981) 2777.
- [12] Y. Gol'fand et E. Likhman, *JETP Lett.* 13 (1971) 323 ;
D. Volkov et V. Akulov, *Phys. Lett.* 46 B (1973) 109 ;
J. Wess et B. Zumino, *Nucl. Phys.* B70 (1974), *Nucl. Phys.* B78 (1974) 1.

- [13] G. T'Hooft, "Recent Developments in Gauge Theories", Plenum Press (1981); E. Gildener, Phys.Rev.D14 (1976) 1667.
- [14] Pour une revue du MSSM voir H. P. Nilles, Phys. Rep.110(1984) 1; P. Nath, R. Arnowitt et A. Chamseed, "Applied N=1 Supergravity", ICTP Series in Theoretical Physics, Vol. I (World Scientific, Singapore, 1984).
- [15] M. Carena, P. M. Zerwas (conv) et al., "Higgs Physics at LEP2", Proceeding of the LEP2 workshop, CERN 1995
- [16] D. Boussard et al., The Large Hadron Collider conceptual design, CERN/AC/95-05 (1995).
- [17] LHCb Collaboration, LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-04 (1998).
- [18] ALICE Collaboration, ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71 (1995).
- [19] ATLAS Collaboration, ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC 94-43 (1994).
- [20] CMS Collaboration, CMS Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38 (1994).
- [21] 1999 CERN Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, CERN, Geneva, Switzerland, 25-26 May 1999 : proceedings, CERN Yellow Report 2000-004
- [22] A. Donnachie et P.V. Landshoff, Phys. Lett. B296 (1992) 227 [hep-ph/9209205].
- [23] G. Matthiae, Ist Nazionale di Fisica Nucl, Rome, Braz. J. Phys. : 30 (2000) no.2, pp.244-50
- [24] Yu.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1971) 641 ;
V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438 et 675 ;
G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126** (1977) 298.
- [25] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov et V.S. Fadin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **71** (1976) 840 ;
E.A. Kuraev, L.N. Lipatov et V.S. Fadin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **72** (1977) 377 ;
Ya.Ya. Balitsky et L.N. Lipatov, Yad. Phys. **28**(1978) 1597.
- [26] H.L. Lai *et al.*, preprint hep-ph/9903282 (1999).
- [27] A.D. Martin *et al.*, Eur. Phys. J. C4 (1998)463.
- [28] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour and L. Stanco, Comput. Phys. Commun. **67** (1992) 465.
- [29] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu and X. Tata, "ISAJET 7.48 A Monte Carlo Event Generator for pp , $p\bar{p}$, and e^+e^- Reactions", hep-ph/0001086, Jan 11, 2000.
- [30] P. Grenier, D. Pallin, P. Rosnet, L. P. Says, "Measurement of the top quark mass in the inclusive lepton plus jets channel", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-99-026, Apr 13, 1999.
- [31] Editors : D. Amidei and R. Brock, "Future ElectroWeak Physics at the Fermilab Tevatron - Report of the *tev_2000* Study Group", April 1, 1996, FERMILAB-PUB-96/082.

- [32] Editors : G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner, "Physics at LEP2", February 19, 1996, CERN 96-01.
- [33] p. 545, reference [50].
- [34] W.T.Giele *et al.*, Nucl. Phys. B403 (1993) 633.
- [35] P. Igo-Kemenes, "Status of Higgs Boson Searches", November 3, 2000, LEPC presentation, <http://http://www.cern.ch/LEPHIGGS/talks/index.html>.
- [36] B. Lee, C. Quigg and H. Thacker, *Phys. Rev. D* **16** (1977) 1519 ;
D. Dicus and V. Mathur, *Phys. Rev. D* **7** (1973) 3111.
- [37] The LEP Collaborations : Aleph, Delphi, L3, Opal, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Heavy Flavour and Electroweak Working Group, "A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model", Mar 30, 2001, hep-ex/0103048.
- [38] D. E. Groom *et al.*, "Review of Particle Physics", The European Physical Journal **C 15** (2000) 1.
- [39] B. K. Bullock, H. Hagiwara, A. D. Martin, Nucl. Phys. **B 395** (1993) 499.
- [40] S. Raychaudhuri, D. P. Roy, *Phys. Rev. D* **52** (1995) 1556 ; **D 53** (1996) 4902.
- [41] The Aleph, Delphi, L3, Opal Collaborations, and the LEP Higgs Working Group, "Searches for the Neutral Higgs Bosons of the MSSM : Preliminary Combined Results using LEP Data Collected at Energies upto 209 GeV", LHWG Note 2001-2, March 21, 2000.
- [42] D. Cavalli, L. Cozzi, L. Perini, S. Resconi, "Search for $A/H \rightarrow \tau\tau$ decays", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-94-051, Dec. 22, 1994.
- [43] D. Cavalli, G. Costa, L. Cozzi, B. Paladini, L. Perini, "Search for $H^+ \rightarrow \tau\nu_\tau$ decays", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-94-053, Dec. 23, 1994.
- [44] D. Cavalli, D. Froidevaux, F. Gianotti, L. Poggioli, S. Resconi, E. Richter-Was, "Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-96-074, April 22, 1996.
- [45] D. Cavalli, S. Resconi, "Combined Analysis of $A \rightarrow \tau\tau$ Events from Direct and Associated $b\bar{b}A$ Production", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-2000-005, May 22, 1998.
- [46] K. A. Assamagan, Y. Coadou, "The hadronic τ Decay of a Heavy H^\pm in ATLAS", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-2000-031, Jul 27, 2000.
- [47] D. Cavalli, S. Resconi, τ -jet separation in ATLAS detector, ATLAS Internal Note PHYS-NO-118 (1998).
- [48] I. Hinchliffe, F. E. Paige, Measurements in SUGRA Models with Large $\tan\beta$ at LHC, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-2000-009.
- [49] J. F. Gunion *et al.*, "Higgs boson discovery and properties", Snowmass 96, hep-ph/9703330.

-
- [50] ATLAS Collaboration, "ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report", vol. II, CERN/LHCC 99-15, 25 May 1999
- [51] T. Sjöstrand, *Computer Phys. Comm.* **82** (1994) 74.
- [52] G.Miu and T.Sjöstrand, W production in an Improved Parton-Shower Approach, *Phys. Lett.* **B449** (1999) 313 (LU TP 98-30 and hep-ph/9812455).
- [53] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report', CERN/LHCC/96-40 (ATLAS TDR 1), 15 December 1996.
- [54] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Liquid Argon Technical Design Report', CERN/LHCC/96-41 (ATLAS TDR 2), 15 December 1996.
- [55] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report', CERN/LHCC/96-42 (ATLAS TDR 3), 15 December 1996.
- [56] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Inner Detector Technical Design Report', Vol. I, CERN/LHCC/97-16 (ATLAS TDR 4), 30 April 1997.
- [57] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Inner Detector Technical Design Report', Vol. II, CERN/LHCC/97-17 (ATLAS TDR 5), 30 April 1997.
- [58] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Magnet System Technical Design Report', CERN/LHCC/97-18 (ATLAS TDR 6), 30 April 1997.
- [59] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Barrel Toroid Technical Design Report', CERN/LHCC/97-19 (ATLAS TDR 7), 30 April 1997.
- [60] ATLAS Collaboration, 'ATLAS End-cap Toroid Technical Design Report', CERN/LHCC/97-20 (ATLAS TDR 8), 30 April 1997.
- [61] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Central Solenoid Technical Design Report', CERN/LHCC/97-21 (ATLAS TDR 9), 30 April 1997.
- [62] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report', CERN/LHCC/97-22 (ATLAS TDR 10), 31 May 1997.
- [63] R. Wigmans, *Nucl. Inst. Meth.* **A265** (1988) 273.
- [64] R. Wigmans, *Nucl. Inst. Meth.* **A259** (1987) 389.
- [65] D. Groom, *Proceedings of the Workshop on Calorimetry for the Supercolliders*, Tuscaloosa, Alabama, US, 1990.
- [66] M. Cobal *et al.*, 'Analysis results of the April 1996 combined test of the LAr-argon and TILECAL barrel calorimeter prototypes', ATLAS Internal Note ATL-TILECAL-98-168 (1998).
- [67] M.P. Casado and M. Cavalli-Sforza, 'H1-inspired analysis of the 1994 combined test of the Liquid Argon and Tilecal calorimeter prototypes', ATLAS Internal Note ATL-TILECAL-96-075 (1996).
- [68] D. Acosta *et al.*, 'Electron, pion and multiparticle detection with a lead/scintillating-fiber calorimeter', *Nucl. Inst. Meth.* **A308** (1991) 481.

- [69] ATLAS/Trigger Performance Group, 'ATLAS Trigger Performance Status Report', CERN/LHCC/98-15, 25 August 1998.
- [70] Atlas Collaboration, 'ATLAS First-Level Trigger Technical Design Report', CERN/LHCC/98-14 (ATLAS TDR 12), 30 June 1998.
- [71] ATLAS Collaboration, 'ATLAS DAQ, EF, LVL2 and DCS Technical Progress Report', CERN/LHCC/98-16, 18 August 1998.
- [72] D.V. Elvira, in *Proceedings of the VII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, eds E. Cheu *et al*, World Scientific Singapore, (1998).
- [73] G. Polesello, L. Poggioli, E. Richter-Was and J. Söderqvist, "Precision SUSY measurements with ATLAS for SUGRA point 5", ATLAS Internal Note PHYS-NO-111 (1997).
- [74] CDF Collaboration, *Phy. Rev. D* **52**, 4784 (1995).
- [75] D0 Collaboration, FERMILAB-PUB-97/328-E (1997).
- [76] ATLAS Collaboration, "ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report", Vol. I, CERN/LHCC 99-14 (ATLAS TDR 14), 25 May 1999.
- [77] H. Plothow-Besch, "First study on the absolute energy calibration of the ATLAS hadron calorimeters using isolated single hadrons", ATLAS Internal Note PHYS-NO-067 (1995).
- [78] C. Biscarat, "Calibration of the Hadronic Calorimeter using E/p from single hadrons", ATLAS Internal Communication ATL-CAL-99-003 (1999).
- [79] CTEQ Collaboration, "Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data", MSUHEP-60426, CTEQ-604 (1996).
- [80] S. Jadach, Z. Was and J.H. Kuehn, *Computer Phys. Comm.* **64** (1991) 275 ;
"TAUOLA - A library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarized τ leptons", CERN-TH-5856-90 (1990) ;
P. Golonka, E. Richter-Was et Z. Was, "The tauola-photos-F environment for versioning the TAUOLA and PHOTOS packages", hep-ph/0009302 (TPJU-10-2000) (2000).
- [81] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli, "ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS", ATLAS Internal Note ATL-PHYS-98-131 (1998).
- [82] R. Brun *et al.*, "GEANT3", CERN/DD/EE/84-1 (1996).
- [83] A. Amorim, "ATGEN 2.0 (ATGEN - Monte-Carlo interface using GENZ)", ATLAS Internal Note ATL-SOFT-96-033 (ATO-PN-33) (1996).
- [84] Offline Software Group, "DRAFT ATLAS ATRECON manual (Version 0.015)", ATLAS Internal Note ATL-SOFT-94-015 (ATO-PN-15) (1994) ;
J. Schwindling, "The reconstruction code for the electromagnetic calorimeter in ATRECON", <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DOCUMENTS/notes/emreco973.ps> (1997).

- [85] P. Eerola, "Trigger Algorithms in ATRIG Version 1.30", ATLAS Internal Note ATL-DAQ-96-060 (1996).
- [86] M. Bosman *et al.*, "Jet Finder Library : version 1.0", ATLAS Internal Note ATL-SOFT-98-038 (1998).
- [87] Y. Jacquier *et al.*, "Strengths and weaknesses of digital filtering", ATLAS Internal Note ATL-LARG-97-080 (ATL-A-PN-80) (1997).
- [88] U. Egede, "Reconstruction and analysis in the ATLAS Inner Detector", ATLAS Internal Note ATL-SOFT-96-031 (ATO-PN-31) (1996).
- [89] R. Dubitzky *et al.*, "Level-1 rates for triggers using the missing- E_T signature", ATLAS Internal Note ATL-DAQ-99-011 (1998).
- [90] B. Gonzales Pineiro, "Tau identification in the second level trigger", ATLAS Internal Note ATL-DAQ-98-127 (1998).
- [91] R. Kinnuen, A. Nikitenko, 'Study of calorimeter calibration with pions from jets in CMS', CMS Note 1997/097 (1997).
- [92] A. Bocci, 'A study of jet energy measurement at CDF', Master's Thesis, University of Pisa, July 1998.

Remerciements

Je remercie B. Michel pour son accueil au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand. Je sais gré à F. Vazeille d'avoir accepté de diriger mon travail. Je remercie également l'ensemble des membres de l'équipe ATLAS du L.P.C. pour avoir diversement suivi ma formation. Ma gratitude se porte particulièrement vers P. Gris, F. Martin et D. Pallin pour le temps qu'ils ne m'ont pas refusé et vers P. Roy, mon collègue de bureau, pour celui que je lui ai pris. Je tiens également à remercier P. Gay de son infaillible disponibilité et de ses intéressantes observations.

Je suis reconnaissante envers chacun des membres de mon jury pour avoir porté un regard critique sur mon travail. Je tiens à remercier plus particulièrement P. Pétroff et F. Gianotti pour avoir rapporté cette étude et pour m'avoir fait profiter de leurs commentaires pertinents et enrichissants. Je leur sais également gré de leur immense patience à mon égard.

L'aboutissement de ce travail est le fruit de réguliers échanges au sein de la collaboration ATLAS et plus précisément au sein du groupe de travail Jet/ETmiss. Je tiens à remercier de leur accueil bienveillant et de l'attention portée à mon travail ses responsables M. Bosman, F. Gianotti et A. Kiryunin. Je suis également reconnaissante à l'ensemble des personnes qui ont guidé mes investigations tout au long de ces années par leurs remarques, leurs suggestions et leurs enseignements. Je pense notamment à D. Cavalli, D. Froidevaux, T. Hansl-Kozanecka, I. Hinchliffe, F. Paige et E. Richter-Was. Mais je tiens à adresser plus particulièrement ma gratitude à M. Bosman pour son soutien constant et son aide précieuse, inhérents à l'achèvement de cette thèse.

Je tiens par ailleurs à remercier S. Muanza pour l'intérêt vif qu'il a porté à mon travail. Sa curiosité scientifique, ses questions sagaces et ses conseils judicieux ont été très instructifs et très profitables au développement de cette étude.

J'adresse aussi une pensée chaleureuse à la coterie des physiciens en herbe de ma connaissance pour les moments partagés lors de nos innombrables discussions, de nos débats animés ou de nos entretiens plus modérés, qui furent toujours agréables.

