LPSC 07-38

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THÈSE de DOCTORAT

spécialité

PHYSIQUE DES PARTICULES

présentée par

Florent CHEVALLIER

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Mesure de la section efficace de production de quarks top en paires dans le canal lepton+jets à DØ et à ATLAS et interprétation en terme de boson de Higgs chargé dans ATLAS.

Soutenue le 10 mai 2007 devant le jury composé de :

Mme.	Sabine	CRÉPÉ-RENAUDIN	Co-directrice de thèse
M.	Frank	FILTHAUT	Examinateur
M.	Christophe	FURGET	Président du jury
M.	Eric	KAJFASZ	Rapporteur
M.	Michaël	KLASEN	Examinateur
M.	Arnaud	LUCOTTE	Directeur de thèse
M.	Dominique	PALLIN	Rapporteur

Remerciements

Je souhaiterais souligner ici le rôle important de mon entourage professionnel et personnel ; je n'aurai pas pu effectuer le travail décrit dans cette thèse sans eux.

Je remercie tout d'abord les deux directeurs du LPSC, Johann Collot et Serge Kox pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je voudrais remercier Christophe Furget d'avoir bien voulu présider mon jury de thèse. Je remercie également Eric Kajfasz et Dominique Pallin qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail, ainsi que Frank Filthaut et Michael Klasen, pour leurs relectures et leurs commentaires de mon manuscrit de thèse.

Je remercie vivement Arnaud Lucotte, mon directeur de thèse, et Sabine Crépé-Renaudin, ma co-directrice, pour leur grande disponibilité, leurs conseils et pour m'avoir fait partager leur passion pour la physique des particules. Je suis particulièrement heureux d'avoir été leur premier thésard ; je leur souhaite de continuer ainsi.

Je suis particulièrement redevable à tous les membres des groupes ATLAS et DØ du laboratoire pour leur aide précieuse ; et en particulier à leur responsable respectif Fairouz Malek et Gérard Sajot pour l'accueil qu'ils m'ont réservé et pour avoir su gérer mon double statut. Je tiens à remercier également tous les membres des collaborations DØ-France et ATLAS-France pour leurs conseils et les soirées passées ensemble.

Je remercie vivement les membres du groupe "Physique des réacteurs" du laboratoire, avec qui j'ai certaines affinités. Les discussions du midi sont toujours très intéressantes, comme par exemple sur les perspectives raisonnées de la production énergétique.

Je tiens à remercier celles et ceux qui sont indispensables à la vie du laboratoire : je veux parler du service administration et du service informatique, sans oublier le service documentation. Je leur ai souvent apporté des "colles" et ils ont toujours su trouver une solution.

Je dois beaucoup à Jean-Marie de Conto grâce à qui j'ai pu m'exercer au difficile exercice qu'est l'enseignement. Ce fut une expérience très enrichissante. Merci également à ceux que j'ai rencontrés pendant ma thèse et chez qui j'ai pu trouver soutien et conseils : France, Jocelyne, Mahfoud et Michel. Leur contact et les discussions m'ont beaucoup apporté. Je tiens aussi à remercier Elsa et Arnaud d'avoir été plus que des collègues de travail.

Merci beaucoup à tous les thésards, pour l'ambiance et l'animation ; merci particulièrement à Anne-Fleur, Anne-Marie, Benjamin, Bernardo, Bertrand, Björn, Jonathan, Julien, Laurent, Ludo, Olo, Samuel, Sylvain et Thomas. Un merci spécial à mes co-locataires de bureau : Julien

qui m'a beaucoup aidé, et Benoît qui a relu et commenté cette thèse.

Je remercie enfin mes amis, dont certains sont proches de la délivrance : Benoît, Olivier, Maud, Sébastien, Aurélien et Jean-Bernard. Je n'ai pas toujours été très disponible pendant ces trois années. Mes derniers remerciements sont adressés à ma famille pour leurs encouragements, et à Marie-Anne pour sa patience, et pour son réconfort dans les moments difficiles.

Table des matières

I Rappels théoriques **13**

1 Le Modèle Standard et le quark top **15**

1.1 Description du Modèle Standard 15

1.1.1 Transformations et groupes de symétrie 16

1.1.2 Les champs de matière 16

1.1.3 Les champs de jauge 17

1.1.4 Le mécanisme de Higgs 19

1.1.5 Génération des masses des particules 20

1.1.6 Le Modèle Standard aux ordres supérieurs 22

1.1.7 Insuffisances du Modèle Standard 25

1.2 Production du quark top auprès de collisionneurs hadroniques 27

1.2.1 Calculs des sections efficaces de production 27

1.2.2 Production de paires de quark top 29

1.2.3 Production simple électrofaible de quarks top 30

1.2.4 Désintégration du quark top 31

1.3 Phénoménologie du quark top aux collisionneurs hadroniques 32

1.3.1 Signatures des paires de quarks top 32

1.3.2 Production multijets 36

1.3.3 Production d'un boson W avec des jets 38

1.3.4 Production d'un boson Z/γ^* avec des jets 39

1.3.5 Production de paires de bosons vecteurs avec des jets 40

2 Phénoménologie des événements $t\bar{t}$ dans un modèle à deux doublets de Higgs **41**

2.1 Présentation du modèle 41

2.1.1 Le secteur de Higgs 41

2.1.2 Couplage des fermions aux bosons de Higgs chargés 43

2.1.3 Désintégration des bosons de Higgs chargés 43

2.1.4 Contraintes théoriques et expérimentales 43

2.2 Signature des événements $t\bar{t}$ 44

2.2.1 Production de $H^{\pm}$ dans les événements $t\bar{t}$ 45

2.2.2 Etats finaux dans les événements $t\bar{t}$ 45

2.3 Conclusion : enjeux de la mesure de section efficace de quarks top 47

II Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans l'expérience DØ **49**

3 Des collisions aux objets reconstruits **51**

3.1 Introduction 51
3.2 Le complexe d'accélération de Fermilab 51
3.3 Le détecteur DØ 53
3.3.1 Description générale 53
3.3.2 Le trajectographe 55
3.3.3 La calorimétrie 57
3.3.4 Le spectromètre à muons 60
3.3.5 La mesure de la luminosité 61
3.3.6 Le système de déclenchement 63
3.4 La reconstruction des événements 65
3.4.1 Qualité des événements 66
3.4.2 Reconstruction des traces 66
3.4.3 Reconstruction du vertex primaire 67
3.4.4 Reconstruction des objets électromagnétiques 68
3.4.5 Reconstruction des jets hadroniques 70
3.4.6 Reconstruction de l'énergie transverse manquante 73
3.4.7 Reconstruction des muons 74
3.5 La simulation des données 75

4 Détection des électrons mous à DØ **77**

4.1 Motivations physiques 77
4.2 Reconstruction des électrons mous par la méthode de la route 79
4.2.1 Description 79
4.2.2 Performances 83
4.3 Améliorations de la méthode de la route 88
4.3.1 Rôle des détecteurs de pieds-de-gerbes 88
4.3.2 Reconstruction du dépôt énergétique dans le CPS 89
4.3.3 Association entre trace et *"cluster CPS"* 89
4.4 Discrimination e, γ /$\pi^{\pm}$ 91
4.4.1 Discrimination e, γ /$\pi^{\pm}$ dans la simulation 91
4.4.2 Discrimination e, γ /$\pi^{\pm}$ dans les données *p14* 94
4.4.3 Discrimination e, γ /$\pi^{\pm}$ dans les données *p17* 95
4.4.4 Déclenchement sur des électrons mous avec les données *p17* 97
4.5 Résolution en énergie des électrons mous 100
4.5.1 Résolution en énergie des électron mous dans la simulation 100
4.5.2 Résolution en énergie des électrons avec les données *p17* 105
4.6 Etiquetage des jets beaux par électrons mous 107
4.6.1 Problématique 107
4.6.2 Propriété des électrons mous dans les jets 107

4.6.3 Présentation de l'algorithme d'étiquetage 110
4.6.4 Performances sur la mesure de $\sigma(t\bar{t})$ 110
4.6.5 Autres algorithmes d'étiquetage des jets beaux 112

5 Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top 115
5.1 Introduction 115
5.2 Le déclenchement des événements $t\bar{t}$ 116
5.2.1 Données réelles 116
5.2.2 Données simulées 116
5.2.3 Simulation du déclenchement 117
5.3 Sélection des événements $t\bar{t}$ 119
5.3.1 Sélection du vertex primaire 119
5.3.2 Sélection de l'électron 119
5.3.3 Sélection du muon 120
5.3.4 Sélection des jets 122
5.3.5 Sélection de l'énergie transverse manquante 124
5.3.6 Sélection des jets de quarks beaux 125
5.3.7 Efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ 127
5.4 Evaluation des fonds 128
5.4.1 Estimation des fonds multijets 128
5.4.2 Estimation des fonds W + jets 130
5.4.3 Estimation des fonds Z + jets 133
5.4.4 Estimation des fonds Dibosons 135
5.4.5 Estimation des fonds avec quark top 135
5.4.6 Efficacités de sélection des fonds 137
5.5 Extraction de la section efficace 139
5.5.1 Méthode itérative 139
5.5.2 Méthode de vraisemblance 140
5.5.3 Méthode de vraisemblance avec paramètres de nuisance 141
5.6 Incertitudes systématiques 142
5.6.1 Incertitudes sur la mesure de la luminosité 142
5.6.2 Incertitudes sur le déclenchement 142
5.6.3 Incertitudes sur la reconstruction du vertex primaire 143
5.6.4 Incertitudes sur l'identification de l'électron 143
5.6.5 Incertitudes sur l'identification du muon 144
5.6.6 Incertitudes sur l'étiquetage des jets 144
5.6.7 Incertitudes sur la reconstruction et la calibration des jets 146
5.6.8 Incertitudes sur l'évaluation des fonds multijets et W + jets 147
5.6.9 Incertitudes sur les fractions de W + jets 147
5.6.10 Incertitudes sur l'évaluation du fond Z+jets 148
5.6.11 Incertitudes sur la masse du quark top 148
5.6.12 Incertitudes liées à la statistique générée limitée 149
5.7 Résultats 149

5.7.1 Canal e+jets . . . 150
5.7.2 Canal μ+jets . . . 151
5.7.3 Résultats combinés . . . 151
5.8 Vérifications supplémentaires . . . 154
5.8.1 Mesure de l'efficacité d'étiquetage . . . 154
5.8.2 Mesure de la section efficace avec la méthode itérative . . . 156
5.8.3 Variables cinématiques et globales . . . 156
5.9 Conclusion . . . 159

III Préparation à la mesure de la section efficace de production de quarks top dans ATLAS 161

6 Dispositif expérimental : de DØ à ATLAS 163
6.1 Le LHC . . . 163
6.2 Le détecteur ATLAS . . . 164
6.2.1 Présentation générale . . . 164
6.2.2 Systèmes de détection et performances . . . 165
6.3 Identification des objets . . . 174
6.3.1 Identification des électrons énergétiques isolés . . . 174
6.3.2 Identification des muons énergétiques isolés . . . 174
6.3.3 Identification des jets hadroniques . . . 175
6.3.4 Etiquetage des jets . . . 176
6.4 La simulation des événements . . . 177

7 Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top 179
7.1 Description des données simulées . . . 179
7.2 Sélection des événements $t\bar{t}$ . . . 180
7.2.1 Pré-sélection des événements $t\bar{t}$ . . . 181
7.2.2 Reconstruction et sélection des bosons W . . . 185
7.2.3 Variables topologiques globales . . . 188
7.2.4 Efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ . . . 194
7.3 Extraction de la section efficace . . . 196
7.4 Incertitudes systématiques . . . 197
7.4.1 Incertitudes théoriques . . . 197
7.4.2 Incertitudes expérimentales . . . 198
7.5 Sensibilité attendue pour 100 pb^{-1} et 10 fb^{-1} . . . 199
7.6 Conclusion . . . 201

8 Recherche indirecte de bosons de Higgs chargés 203
8.1 Principe de recherche . . . 203
8.2 Description des données utilisées . . . 203
8.3 Efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ . . . 204
8.4 Domaines de sensibilité . . . 205

8.5 Conclusion 207

IV Annexes **211**

A Extrapolation des traces dans le CPS à DØ **213**
A.1 Obtention de $\Delta\phi$ 213
A.2 Obtention de Δz 215
A.3 Vérifications sur des événements simulés 215

B Critères de déclenchement utilisés pour l'analyse à DØ **217**
B.1 Présentation des critères de déclenchement 217
B.2 Calcul des efficacités de déclenchement 218

C Efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ à DØ **221**
C.1 Déclenchement 221
C.2 Vertex primaire 221
C.3 Lepton énergétique isolé 222
C.4 Multiplicité en jets 222
C.5 Energie transverse manquante 222
C.6 Etiquetage des jets b 223

D Variables cinématiques et globales **225**
D.1 Canal "électron+jets" 226
D.2 Canal "muon+jets" 231

E Les autres mesures de la section efficace $t\bar{t}$ à DØ **237**
E.1 Mesure dans le canal "tout hadronique" 237
E.2 Mesures dans le canal "lepton+jets" 239
E.2.1 Mesure avec étiquetage des jets b 239
E.2.2 Mesure avec discriminant topologique 239
E.3 Mesure dans le canal "tau+jets" 241
E.4 Mesures dans le canal "dilepton" 242
E.4.1 Mesure dans les canaux "ee", "$\mu\mu$" et "eμ" 242
E.4.2 Mesure dans le canal "lepton+trace" 243

F Reconstruction complète des événements $t\bar{t}$ à ATLAS **245**
F.1 Reconstruction du $W \to q\bar{q}'$ 245
F.2 Reconstruction du $W \to l\nu$ 246
F.3 Reconstruction des quarks top 247

Introduction

Depuis l'annonce de sa découverte en 1995 par les deux expériences CDF et DØ , le quark top a fait l'objet de nombreuses études. Etant donné la place toute particulière que le quark top occupe dans le Modèle Standard, il apparait crucial de déterminer le plus précisement possible l'ensemble de ses propriétés. La section efficace de production des quarks top en paires auprès des collisionneurs hadroniques est une de ces mesures fondamentales.

Ce document est organisé en trois parties principales. La première partie présente le Modèle Standard des interactions, base théorique reconnue aujourd'hui pour sa solidité et un pouvoir prédictif impressionant dans la description du secteur électrofaible notamment. La place du quark top y est décrite. Cette partie présente les modes de production et les signatures du quark top auprès des collisionneurs hadroniques, ainsi que la phénoménologie de la physique du quark top.

La deuxième partie est intitulée "Mesure de la section efficace de production de paires de quark top dans l'expérience DØ". Elle décrit le travail que j'ai effectué au sein de la collaboration DØ dans le cadre des mesures de section efficace de paires de top. Le premier chapitre est consacré à la description du contexte expérimental, en mettant l'accent sur les systèmes utilisés par l'analyse. Le deuxième chapitre décrit ma contribution au développement et à l'amélioration d'un algorithme permettant d'augmenter les efficacités de détection des électrons dans les jets, outil utile à la physique du top. Le troisième chapitre est dévolu à la présentation de l'analyse que j'ai développée dans le cadre de la mesure des sections efficaces dans les canaux semi-leptoniques à partir des données de la collaboration DØ. Elle se conclut par la présentation des résultats finaux incluant les incertitudes statistiques et systématiques.

La troisième partie décrit l'analyse préparatoire à la mesure de section efficace de paires de top au sein de l'expérience ATLAS. Cette analyse bénéficie de l'expérience acquise avec l'analyse de données réelles dans l'expérience DØ. Elle présente une analyse originale effectuée sur des données simulées et reconstruites dans le cadre de l'expérience ATLAS, et identifie les sources d'incertitude et les limitations qui auront un impact sur les mesures de section efficace dans ATLAS. Elle se termine par une étude du potentiel de découverte du détecteur ATLAS en terme de nouvelle physique, apparaissant à travers des déviations sur la section efficace $t\bar{t}$ mesurée.

Première partie

Rappels théoriques

Chapitre 1

Le Modèle Standard et le quark top

Le Modèle Standard est une théorie de jauge locale offrant une description des particules et de leur interaction en terme de champs de matière et de champs de jauge. Il offre ainsi une description cohérente des phénomènes des hautes énergies en terme d'interactions forte, faible et électro-magnétique. Développé à partir de découvertes expérimentales et théoriques dès les années 40, il est apparu sous sa forme actuelle dans les années 70. Il a permis des avancées majeures dans la description des phénomènes de haute énergie, et a fait preuve aujourd'hui encore d'un remarquable pouvoir de prédiction. Encore aujourd'hui, le secteur des neutrinos excepté, il n'a toujours pas été mis en défaut dans les mesures du secteur électrofaible.
Le quark Top constitue un exemple du pouvoir prédictif du Modèle Standard. Membre de la troisième famille de quarks, sa masse a été prédite avec une remarquable acuité à partir des mesures de précision effectuées à la résonance du Z, bien avant sa découverte par les deux expériences du TeVatron en 1994.
La première section de ce chapitre présente le Modèle Standard et ses composantes. La section 2 décrit la production du quark top auprès de collisionneurs hadroniques, TeVatron et LHC. Enfin la section 3 présente la phénoménologie du quark top, avec les processus de fonds de signature voisine. La dernière partie met en perspective la mesure de section efficace du quark top, et évoque notamment l'intérêt de cette mesure dans le cadre de la recherche de nouvelle physique.

1.1 Description du Modèle Standard

Le Modèle Standard décrit la dynamique des interactions électromagnétiques, faibles et fortes ainsi que le comportement des particules élémentaires soumises à ces champs d'interaction. Les forces sont transmises par des particules de spin entier (bosons) alors que les champs de matière sont des particules de spin demi-entier (fermions). A chaque interaction correspond une symétrie de jauge locale et la conservation d'une quantité (ou d'un nombre quantique). Le Modèle Standard est invariant sous l'action du groupe de symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Il possède aussi d'autres symétries internes discrètes (combinaison des symétries de parité, conjugaison de charge, renversement du temps) et continues (rotations et translations d'espace-temps, boosts de Lorentz). Les théories composant le Modèle Standard sont des théories relativistes : elles doivent être, au minimum, invariantes sous le groupe de Lorentz-Poincaré.
Après avoir décrit les différentes particules élémentaires du Modèle Standard et leurs nombres

quantiques, je présenterai la dynamique des différentes interactions.

1.1.1 Transformations et groupes de symétrie

Le Modèle Standard utilise la théorie quantique des champs [1] pour décrire les interactions des particules élémentaires. Elle se base sur le formalisme lagrangien qui permet de simplifier la quantification de la théorie.
Le Modèle Standard s'appuie sur le concept d'invariance de jauge. Il détermine, conjointement avec les restrictions imposées par la cohérence de la théorie quantique des champs, la forme possible et la structure des interactions, et impose l'existence de bosons de jauge. Le fait qu'une théorie soit invariante sous une transformation implique un principe de symétrie sous-jacent. Et l'ensemble de toutes ces symétries forme nécessairement un groupe de symétrie. Inversement, selon le théorème de Noether le choix d'un groupe de symétrie implique lui aussi un courant conservé et l'invariance de la théorie sous certaines transformations et aussi la dynamique du champ associé à cette transformation.
Pour des symétries continues, le groupe de symétrie est alors un groupe de Lie, dont les éléments sont des fonctions d'un nombre fini de paramètres continus. Les générateurs de l'algèbre de Lie ($\mathrm{T_a}$) associée à ce groupe de Lie vérifient les relations de commutations suivantes :

$$[T^a, T^b] = i f^{ab}{}_c T^c$$

Les nombres $\mathrm{f^{ab}_c}$ sont les constantes de structures de l'algèbre de Lie. Ces notions jouent un rôle important dans la construction des théories de jauge. Les transformations de jauge pour un champ Ψ prennent alors la forme générale :

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{i\alpha_a T^a} \Psi$$

1.1.2 Les champs de matière

Les fermions du Modèle Standard sont classés en fonction des nombres quantiques reliés aux interactions. En l'absence d'interactions, la dynamique des fermions est décrite par l'équation de Dirac, dont le lagrangien libre correspondant est :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i \not{\partial} - m)\Psi$$

où Ψ est le champ correspondant au fermion de masse m et $\not{\partial} = \partial_\mu \gamma^\mu$.

Les quarks sont soumis à toutes les forces et sont au nombre de 6. Ils portent des nombres quantiques de charge, d'isospin faible et de couleur. Les leptons chargés sont soumis aux forces faibles et électromagnétiques alors que les leptons neutres (neutrinos) sont sensibles uniquement à l'interaction faible. Les fermions du Modèle Standard possèdent de plus deux états de chiralité. Elles sont regroupées dans un doublet du groupe SU(2) pour les particules gauches et dans un singlet de SU(2) pour celles de chiralité droite. Le tableau 1.1 résume les principales caractéristiques des fermions.

TAB. 1.1 – *Principales caractéristiques et nombres quantiques des fermions du Modèle Standard : hypercharge (Y), isospin faible (I et I_3) et charge électrique (Q).*

Particules	Y	I	I_3	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	-1	1/2	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
e^-_R, μ^-_R, τ^-_R	-2	0	0	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/3	1/2	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
u_R, c_R, t_R d_R, s_R, b_R	4/3 -2/3	0 0	0 0	2/3 -1/3

1.1.3 Les champs de jauge

Le Modèle Standard est invariant sous l'action du groupe de symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Chaque terme représente les symétries d'une interaction : forte pour $\mathrm{SU(3)_C}$, et électrofaible pour $\mathrm{SU(2)_L \otimes U(1)_Y}$. A basse énergie (de l'ordre du TeV), cette symétrie se brise sous sa forme $\mathrm{SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}}$, la symétrie $\mathrm{U(1)_{EM}}$ concernant l'interaction électromagnétique résiduelle.

1.1.3.1 L'électrodynamique quantique

Le groupe de jauge, U(1), a un seul générateur noté $\mathcal{Q}$. La quantité conservée est la charge électrique. Le lagrangien de Dirac pour la particule libre n'est pas invariant sous une transformation locale de $\mathrm{U(1)_{EM}}$, c'est-à-dire une transformation qui dépend des coordonnées d'espace-temps :

$$\Psi(x) \overset{U(1)_{EM}}{\longrightarrow} \Psi'(x) = e^{i\mathcal{Q}\alpha(x)}\Psi(x)$$

Cette invariance est rétablie si on introduit un champ de jauge A^μ se transformant comme :

$$A^\mu \overset{U(1)_{EM}}{\longrightarrow} (A^\mu)' = A^\mu - \frac{1}{e}\partial\alpha$$

Le lagrangien de l'électrodynamique quantique est alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{QED}_{Dirac} &= \bar{\Psi}(i\not{D} - m)\Psi - \tfrac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &= \underbrace{\bar{\Psi}(i\not{\partial} - m)\Psi}_{\text{champ } \Psi \text{ libre}} + \underbrace{q\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu}_{\text{couplage entre } \Psi \text{ et } A_\mu} - \underbrace{\tfrac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{champ } A_\mu \text{ libre}} \end{aligned} \tag{1.1.1}$$

1.1.3.2 L'interaction forte

La quantité conservée par l'interaction forte (ou QCD pour *Quantum ChromoDynamics*) est appelée la couleur. Chaque quark existe en trois couleurs est décrit par un triplet

$\Psi = |\Psi^{rouge}, \Psi^{vert}, \Psi^{bleu}>$. Par un raisonnement analogue à celui de l'électrodynamique quantique, il est nécessaire d'introduire des bosons de jauge pour conserver le principe d'invariance locale. Le groupe de jauge de l'interaction forte est $SU(3)_C$ et possède 8 générateurs $T^a = 1/2\ \lambda^a$, a=1..8 (λ^a : matrices de Gell-Mann), associés aux 8 gluons. C'est un groupe non-abélien puisque le commutateur $[T^a, T^b] = if^{ab}_{\ c}T^c$ est non nul. En ajoutant le terme cinétique pour ces 8 nouveaux champs $G^{a\mu}$, le lagrangien de la chromodynamique quantique pour un seul quark est :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{QCD}_{Dirac} &= \underbrace{\bar{\Psi}(i\not{D} - m)\Psi}_{\text{quarks libres}} - \underbrace{\tfrac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{\mu\nu}_a}_{\text{gluons libres}} \\
&= \bar{\Psi}(i\not{\partial} - m)\Psi \quad + \quad \underbrace{g_s\bar{\Psi}\gamma^\mu\lambda_a\Psi G^a_\mu}_{\text{couplage entre quarks et gluon}} \quad - \quad \frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{\mu\nu}_a \\
\text{avec } F^a_{\mu\nu} &= \underbrace{\partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu}_{\text{terme analogue à QED}} \quad - \underbrace{g_s\ f^a_{\ bc}G^b_\mu G^c_\nu}_{\text{terme non-abelien}} \\
\text{et } D_\mu &= \partial_\mu + ig_s\lambda_a G^a_\mu \quad \text{, où } g_s \text{ est la constante de couplage fort.}
\end{aligned}$$

Sous $SU(3)_C$, les champs sont transformés de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\Psi(x) &\overset{SU(3)_C}{\longrightarrow} \Psi'(x) = e^{i\alpha(x)_a T^a}\Psi(x) \\
G^\mu &\overset{SU(3)_C}{\longrightarrow} (G^\mu)' = G^\mu - \frac{1}{g_s}\partial\alpha
\end{aligned}$$

1.1.3.3 L'interaction électrofaible

Plusieurs tentatives ont été nécessaires pour construire une théorie de jauge locale de l'interaction électrofaible. Un modèle basé sur le groupe SU(2) d'isospin faible permet de prendre en compte la violation de la parité dans les interactions faibles, se traduisant par une structure en V − A des courants. L'unification des forces faible et électromagnétique requiert le groupe de jauge non abélien $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, faisant apparaître un triplet de bosons ($\vec{W}_\mu$) associé aux générateurs de SU(2) et un singlet neutre (B_μ) associé à U(1). L'isospin faible (I) et l'hypercharge (Y) sont liés à la charge électrique par la formule de Gell-Mann et Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

Les bosons physiques $W^\pm$, Z et γ sont interprétés comme des combinaisons linéaires des quatre bosons de jauge de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce groupe impose une masse nulle à toutes les particules car un terme de masse $m\bar{\Psi}\Psi$ dans le lagrangien brise la symétrie du groupe. Or, ce n'est pas le cas exprérimentalement. Les termes de masse des fermions et des bosons $W^\pm$ et Z sont rétablis par le mécanisme de Higgs (cf. section 1.1.4). Le modèle standard des interactions électrofaibles a été formulé en 1968 dans sa version définitive par Glashom, Salam et Weinberg [2] et ses prédictions sont aujourd'hui encore vérifiées.

Les quantités conservées par ces interactions sont l'isospin faible et l'hypercharge. Chaque fermion, de masse nulle, existe dans des états de chiralité gauche $\Psi_L = \frac{1-\gamma^5}{2}\Psi$ (rassemblés en doublets de $SU(2)_L$) et de chiralité droite $\Psi_L = \frac{1+\gamma^5}{2}\Psi$ (rassemblés en singlets de $SU(2)_L$) à l'exception des neutrinos. Le lagrangien de l'interaction électrofaible pour un doublet de fermions (I=1/2) d'isospin faible gauche L=(f^1_L, f^2_L) et des singlets (I=0) d'isospin faible droits f^1_R et f^2_R

est (f_R^2 n'existe pas pour les neutrinos) :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Dirac}^{EW} &= \bar{L} i \not{D} Q_L + \bar{f^1}_R i \not{D} f_R^1 + \bar{f^2}_R i \not{D} f_R^2 \\ &\quad -\tfrac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \tfrac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \qquad (1.1.2)\end{aligned}$$

avec

$$D_\mu = \partial_\mu + igI_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2} Y B_\mu \qquad (1.1.3)$$

$$(1.1.4)$$

où g et g' sont les constantes de couplage de $SU(2)_L$ et $\mathrm{U(1)_Y}$. $F^{\mu\nu}$ et $F_a^{\mu\nu}$ sont définis de manière analogue à ceux de la QCD et de la QED avec les champs W_μ^a et B_μ.

Ce lagrangien fait apparaître des courants chargés avec les bosons W_μ^1,W_μ^2 que l'on relie aux bosons physiques $W_\mu^\pm$ sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} W_\mu^+ &=& (W_\mu^1 - iW_\mu^2)/\sqrt{2} \\ W_\mu^- &=& (W_\mu^1 + iW_\mu^2)/\sqrt{2} \end{array} \right. \qquad (1.1.5)$$

et des courants neutres avec les bosons W_μ^3, B_μ que l'on relie aux bosons physiques A_μ et Z_μ sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} A_\mu &=& \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \\ Z_\mu &=& -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \end{array} \right. \qquad (1.1.6)$$

où θ_W est l'angle de mélange de Weinberg. Dans cette nouvelle description, on trouve les relations entre les constantes de couplage g, g' et la charge électrique :

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g} \ , \ g = e/\sin\theta_W \ , \ g' = e/\cos\theta_W \qquad (1.1.7)$$

Expérimentalement, $\sin^2\theta_\mathrm{W}(\mathrm{m_Z}) = 0.23120 \pm 0.00015$ [3].

1.1.4 Le mécanisme de Higgs

Le Modèle Standard des interactions impose jusqu'à présent des masses nulles aux bosons de jauge et aux particules, ce qui est incompatible avec les résultats des expériences. Il faut donc introduire un nouveau mécanisme : le mécanisme de Higgs. Le mécanisme de Higgs consiste en une brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Cela permet de donner une masse aux bosons de jauge $W^\pm$ et Z tout en préservant l'invariance de la théorie sous les transformations de $\mathrm{SU(2)_L} \otimes \mathrm{U(1)_Y}$. Il permet aussi de rendre la théorie renormalisable et d'engendrer une masse aux quarks et aux leptons par l'intermédiaire des couplages de Yukawa. De tels mécanismes de brisure spontanée de symétrie se rencontrent également en physique du solide, comme dans les systèmes magnétiques, les supraconducteurs ou les superfluides.

1.1.4.1 Description du mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs stipule l'existence d'un doublet (I=1/2) complexe de scalaires (S=0) d'hypercharge Y=1 : $\Phi = (\phi^+, \phi^0)$. Le lagrangien *ad-hoc* de ce champ de Higgs est :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi^\dagger)(D^\mu \Phi) - V(\Phi) \qquad (1.1.8)$$

où D_μ est la dérivée covariante de la théorie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: $D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}_\mu + i\frac{g'}{2}YB_\mu$.
V est le potentiel de Higgs, de la forme :

$$V(\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \tag{1.1.9}$$

Ce potentiel est minimal pour une valeur moyenne du champ non nulle si $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, et, développé autour de son minimum, ce champ vaut :

$$\Phi(x) = e^{i\theta(\vec{x})\cdot\frac{\vec{\tau}}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{, où } \vec{\tau}/2 \text{ sont les 3 matrices de Dirac.} \tag{1.1.10}$$

L'invariance locale du lagrangien sous $\mathrm{SU(2)_L}$ permet de faire disparaître le terme $e^{\theta(\vec{x})\cdot\frac{\vec{\tau}}{2}}$. Il ne reste alors qu'un seul champ scalaire électriquement neutre, le boson de Higgs, $h(x)$. v est la valeur du champ de Higgs dans le vide $\mathrm{v} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \simeq 246$ GeV.
En développant le lagrangien du secteur de Higgs, apparaissent des termes $(\frac{\mathrm{ev}}{2\sin\theta_\mathrm{W}})^2\mathrm{W}^+_\mu\mathrm{W}^{-\mu}$ et $\frac{1}{2}(\frac{\mathrm{ev}}{\sin 2\theta_\mathrm{W}})^2\mathrm{Z}_\mu\mathrm{Z}^\mu$ que l'on identifie aux termes de masses des bosons de jauge :

$$\mathrm{M_W} = \frac{\mathrm{ev}}{2\sin\theta_\mathrm{W}} \simeq 80 \text{ GeV/c}^2$$

$$\mathrm{M_Z} = \frac{\mathrm{ev}}{\sin 2\theta_\mathrm{W}} \simeq 90 \text{ GeV/c}^2$$

Le boson de Higgs a une masse $\mathrm{M_H} = \sqrt{-2\mu^2}$ générée par l'autocouplage du boson de Higgs. Elle n'est cependant pas prédite par la théorie. Par contre, il n'apparaît pas de terme quadratique en A_μ : le photon n'acquiert pas de masse comme attendu dans la théorie résultante $\mathrm{U(1)_{EM}}$ après la brisure de la symétrie.

Le Modèle Standard utilise la version minimale du mécanisme de Higgs. Un doublet de Higgs est suffisant pour le Modèle Standard mais des modèles plus généraux en requièrent au moins deux. Pour un nombre quelconque de multiplets de Higgs d'isospin $\mathrm{T_i}$ et de valeur moyenne dans le vide $\mathrm{v_i}$, on définit le paramètre ρ par :

$$\rho = \frac{\sum_i [T_i(T_i+1) - (T_{3i})^2]v_i^2}{2\sum_i (T_{3i})^2 v_i^2}$$

Dans le cadre du Modèle Standard, ce rapport est égal à $M_W^2/(M_Z^2\cos^2\theta_W)$ qui vaut 1, au premier ordre de la théorie. On peut également remarquer que le paramètre vaut toujours 1 quel que soit le nombre de doublets de Higgs dans la théorie. Cela signifie d'une part que la mesure de ρ représente un bon test de la structure en isospin du secteur de Higgs, et d'autre part qu'une extension du Modèle Standard avec deux doublets de Higgs (Cf. chapitres 2 et 8) reste compatible avec les valeurs expérimentales.

1.1.5 Génération des masses des particules

A ce niveau de la description du Modèle Standard, les leptons et les quarks sont toujours de masse nulle puisqu'un terme de masse :

$$m_f\bar{\Psi}\Psi = m_f\left(\bar{\Psi}_R\Psi_L + \bar{\Psi}_L\Psi_R\right)$$

mélange les composantes gauche et droite et brise l'invariance de jauge sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'introduction d'un couplage dit de Yukawa entre les fermions et bosons d'Higgs permet de restaurer leur masse aux fermions tout en préservant la symétrie de jauge.
Pour les leptons, $L=(l_L, \nu_L)$ et $R=l_R$, le couplage de Yukawa s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -G_l[\bar{R}(\Phi^+ L) + (\bar{L}\Phi)R] \tag{1.1.11}$$

qui devient après brisure spontanée de la symétrie électrofaible :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{G_l v}{\sqrt{2}}\bar{l}l - \frac{G_l v}{\sqrt{2}}\bar{l}lH \tag{1.1.12}$$

La masse des leptons $m_l = \frac{G_l v}{\sqrt{2}}$ n'est pas prédite par le modèle. Par contre, les neutrinos restent de masse nulle puisqu'ils n'existent pas dans l'état de chiralité droite. La masse des leptons et leur couplage G_l au champ de Higgs sont liés par la relation $G_l = m_l/v$.
La génération des masses de quarks est différente de celle pour les leptons puisque les quarks de type *"up"* ($U_i = u, c, t$) et de type *"down"* ($D_i = d, s, b$) ont tous une masse non nulle. Elles apparaissent en effectuant une transformation du doublet de Higgs sous la forme d'un doublet de Higgs $\tilde{\Phi}$ d'isospin faible $Y = -1$ tel que :

$$\tilde{\Phi} = i\sigma_2\Phi* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}$$

et le couplage de Yukawa pour les quarks s'écrit à l'aide de ce nouveau champ et des matrices $G_{ij}^{U(D)}$ reliant les états propres de masse des quarks *"up"*(*"down"*) à ceux de l'interaction faible :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\sum_{i,j=1}^{3}[G_{ij}^U \bar{R}_{Ui}(\tilde{\Phi}^+ L_j) + G_{ij}^D \bar{R}_{Di}(\Phi^+ L_j)] + h.c. \tag{1.1.13}$$

Les termes de masse, après brisure spontanée de la symétrie électrofaible, sont de la forme :

$$\overline{(u,c,t)}_R \frac{v}{\sqrt{2}} U_R^{-1} G_{ij}^U U_L \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L \quad \text{et} \quad \overline{(d,s,b)}_R \frac{v}{\sqrt{2}} D_R^{-1} G_{ij}^D D_L \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L$$

Les matrices U et D sont des matrices unitaires nécessaires pour préserver la forme du terme cinétique pour les quarks et diagonalisent les termes de masses :

$$m_{U(D)_i} = \frac{v}{\sqrt{2}}\left[U(D)_R^{-1} G^{U(D)} U(D)_L\right]_{ii} \tag{1.1.14}$$

Les courants chargés (V-A), écrits pour trois générations de quarks, sont proportionnels à :

$$\overline{(u,c,t)}_L \ (U_L^\dagger D_L)\gamma_\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L$$

La matrice $U_L^\dagger D_L$ est la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa notée V_{CKM}. Plusieurs paramétrisations existent (matrices de rotations avec trois angles et une phase, paramétrisation de Wolfenstein). Les termes de cette matrice peuvent être obtenus soit de manière directe à l'aide des modes électrofaibles de désintégration des quarks et des diffusions profondément inélastiques de neutrinos, ou de manière indirectes en utilisant les contraintes d'unitarité ($VV^\dagger = 1$) et en

supposant trois familles de quarks. La matrice V_{CKM} peut s'écrire, dans la paramétrisation de Wolfenstein :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \tag{1.1.15}$$

avec [3] à 90% C.L. : A = 0.815±0.013, $\lambda = 0.2262 \pm 0.0014$, $\rho = 0.241 \pm 0.031$ et $\eta = 0.358 \pm 0.020$.

Les courants neutres du lagrangien, écrits pour trois générations de quarks, sont proportionnels aux termes suivants :

$$\overline{(u,c,t)}_L \; (U_L^\dagger U_L)\gamma_\mu \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L$$

ce qui signifie que les courants neutres ne changent pas la saveur des quarks puisque $U_L^\dagger U_L = 1$.

1.1.6 Le Modèle Standard aux ordres supérieurs

1.1.6.1 De l'approximation de Born aux calculs NLO

De manière générale, les processus du Modèle Standard peuvent être décrits par un développement perturbatif en puissance des constantes de couplage. L'ordre le plus bas, approximation de Born ou approximation *LO* (pour *"Leading Order"*) consiste en un nombre minimal d'interactions pour des états initial et final donnés. Il a été démontré que le Modèle Standard est une théorie quantique des champs renormalisable, c'est-à-dire que les observables physiques restent finies lorsque le niveau de description du processus augmente. Par contre, ces observables dépendent des approximations utilisées ; l'idéal serait de prendre en compte toutes les corrections possibles et à tous les ordres.

Cependant, à cause de leur complexité, les corrections sont effectuées jusqu'à un certain ordre, définissant ainsi la précision du calcul. Ces ordres sont reliés aux nombres de couplages supplémentaires dans le diagramme de production du processus considéré par rapport à celui à l'ordre *LO*. Ainsi, les processus à l'ordre *NLO* (pour *"Next to Leading Order"*) sont caractérisés par la présence d'un vertex supplémentaire dans le graphe de Feynman, pour les processus ayant les mêmes contenus en particules initiales et finales.

Ces corrections, appelées corrections virtuelles, introduisent en général des divergences à haute et à basse énergies. L'utilisation de corrections réelles (ajout d'un vertex supplémentaire conduisant à un nombre de particules finales plus grand) et du mécanisme de régularisation dimensionnelle permet de régulariser la plupart de ces divergences. Les divergences résiduelles sont absorbées dans les couplages et les masses de la théorie qui deviennent des "quantités effectives", dépendant de l'échelle d'énergie du processus, comme l'illustre la figure 1.1.1.

L'amplitude des corrections aux ordres supérieurs sur les observables dépendent des valeurs du couplage. Le couplage est petit en électrodynamique quantique ($\alpha_e(0) \approx 1/137$) : les corrections à l'ordre supérieur sont généralement suffisantes pour la plupart des observables. Cependant, des corrections jusqu'au cinquième ordre en α_e ont été nécessaires pour la prédiction du moment magnétique anomal de l'électron [4].

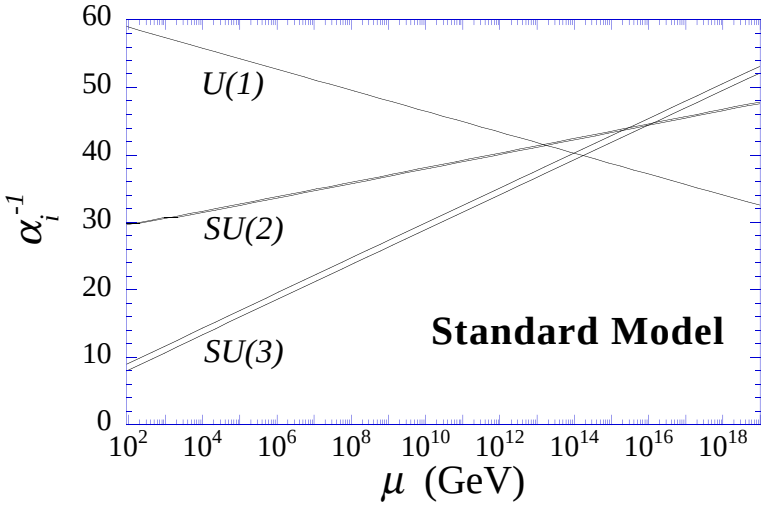


FIG. 1.1.1 – *Evolution de l'inverse des constantes de couplage élecrofaibles ($U(1)_Y$ et $SU(2)_L$) et forte ($SU(3)$), dans le cadre du Modèle Standard, en fonction de l'échelle d'énergie μ.*

L'interaction électrofaible, par l'intervention des bosons virtuels W, Z et H, est présente dans de nombreuses observables. La constante de couplage du Higgs ou la masse du boson W sont sensibles aux corrections radiatives. Les sections suivantes détaillent deux conséquences importantes de ces effets.

Enfin, dans le secteur de l'interaction forte, l'effet des corrections à l'ordre dominant est très important puisque la constante de couplage est proche de l'unité. Cela mène à deux grandes particularités phénoménologiques de la QCD, présentées dans la dernière section 1.1.6.4.

1.1.6.2 Evolution de la constante de couplage du Higgs

Nous nous intéressons ici aux corrections radiatives à la constante de couplage au Higgs. Elles dépendent fortement de la masse du quark top, parce que cette dernière est située à l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible. Cet exemple illustre le lien très étroit existant entre le quark top et le boson de Higgs.

Les divergences résiduelles dues aux corrections radiatives sont absorbées dans les constantes de couplages. Leur évolution en fonction de l'énergie suit les équations du groupe de renormalisation. En particulier, l'évolution de la constante de couplage du Higgs $\lambda_{\mathrm{H}} = \frac{\mathrm{m_H^2}}{2\mathrm{v}^2}$ dépend des couplages du boson de Higgs aux fermions du Modèle Standard, donc de leur masse.
La valeur du couplage de Yukawa du top est grande comparée à celle des autres fermions ($\lambda_{\mathrm{top}} = \mathrm{m_{top}}\sqrt{2}/\mathrm{v} = 0.99 \pm 0.01$ [3]). Ainsi, il est nécessaire de tenir compte du quark top dans les boucles intervenant dans la renormalisation de la constante de couplage du Higgs. Son évolution, en fonction du moment transféré Q s'écrit [**?**] :

$$\frac{d\lambda_H}{d\ln Q} = \frac{3}{2\pi^2}[\lambda_H^2 - \frac{\lambda_{top}^2}{32} + \frac{g^2}{512}(3 + 2\sin^2\theta_W + \sin^4\theta_W)]$$

Si la contribution du quark top est dominante, la constante de couplage du Higgs devient négative à grand Q, et provoque des instabilités dans la théorie. En remplaçant les constantes de couplage λ_{top}, λ_{H} et g par les masses des particules top, H et W, la condition de stabilité s'écrit :

$$m_H^2 > \frac{1}{2}(m_{top}^2 - \frac{3}{4}m_W^2)$$

Cette formule subit des corrections importantes lors d'un traitement complet et le résultat est représenté sur la figure 1.1.2. Elle montre que plus le boson de Higgs est léger, plus le modèle

est valable jusqu'à des énergie élevées. Ainsi, pour un quark top de masse $m_{top} = 175$ GeV/c^2 et un boson de Higgs de masse $m_H = 115$ GeV/c^2, une nouvelle physique doit apparaître à une échelle d'énergie de l'ordre de $Q^* = \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$.

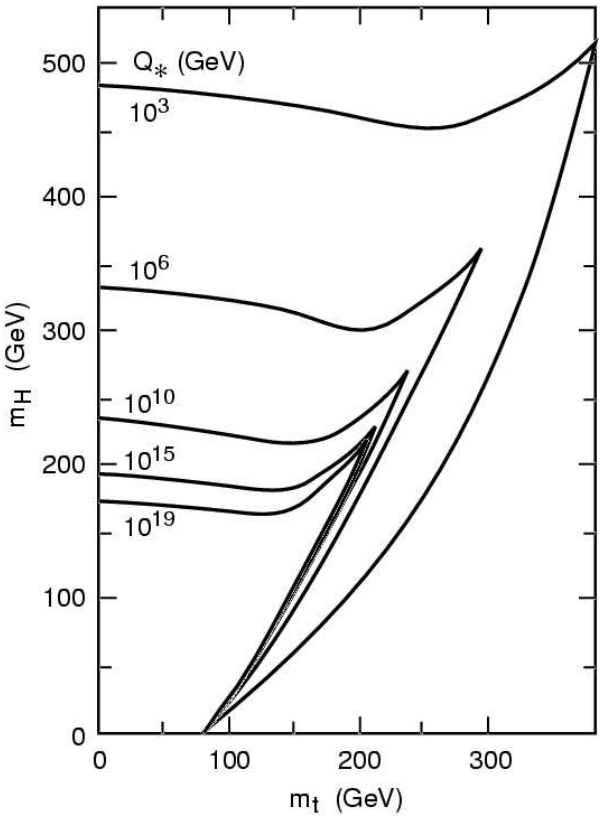


FIG. 1.1.2 – *Région de validité du mécanisme de Higgs dans le plan (m_H, m_{top}), en incluant les corrections à deux boucles au potentiel de Higgs [6].*

1.1.6.3 Corrections radiatives à la masse du boson W

La masse du boson W est sensible aux autres particules du Modèle Standard. Les corrections dominantes sont dues aux boucles virtuelles de quark top et de bosons de Higgs. La prédiction de m_W à l'ordre de Born doit être remplacé par :

$$m_W = \frac{m_W^{Born}}{\sqrt{1 + \Delta r_{top} + \Delta r_{Higgs}}}$$

avec :

$$\begin{array}{rcccl} m_W^{Born} & = & \frac{ev}{2\sin\theta_W} & = & 77.7\ GeV/c^2 \\ \Delta r_{top} & \approx & -\frac{3m_t^2}{16\pi^2 v^2 \tan^2\theta_W} & = & -3.3\% \\ \Delta r_{Higgs} & \approx & \frac{3m_Z^2\cos^2\theta_W}{16v^2\pi^2}\left(\ln\frac{m_H^2}{m_Z^2} - \frac{5}{6}\right) & = & -0.07\% \end{array} \tag{1.1.16}$$

Les valeurs numériques utilisées sont $m_{top} = 175$ GeV/c^2 et $m_H = 115$ GeV/c^2. La figure 1.1.3 montre les mesures de m_W et m_{top} et les contraintes sur la masse du Higgs : elles favorisent un boson de Higgs léger. Le facteur limitant est aujourd'hui la connaissance de la masse du W.

Pour conclure, les mesures simultanées et concomitantes de la masse du top et de W permettent de contraindre la masse du boson de Higgs.

1.1.6.4 QCD et la constante de couplage forte

Nous nous intéressons maintenant à la phénoménologie de la QCD, dont les effets varient fortement selon l'échelle d'énergie considérée.

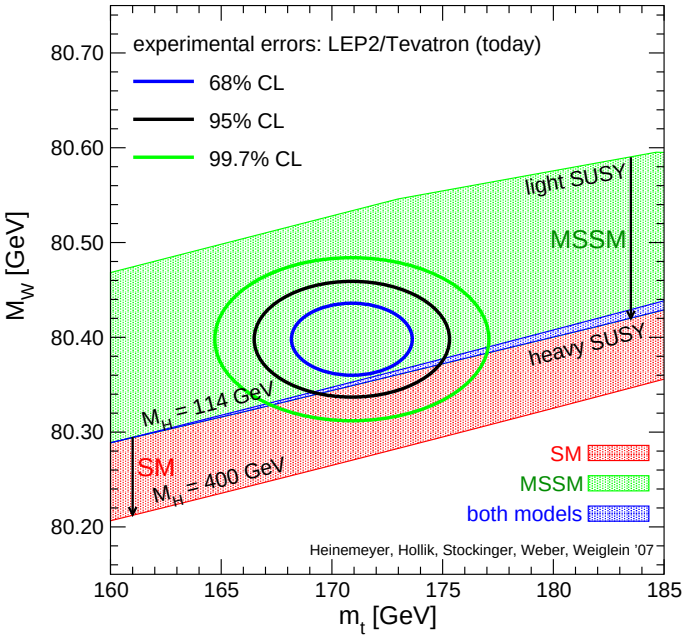


FIG. 1.1.3 – *Masse du boson W en fonction des masses du quark top en abscisse et pour deux masses du boson de Higgs (la limite inférieure expérimentale $\mathrm{m_H} = 114$ GeV/c^2, et $\mathrm{m_H} = 400$ GeV/c^2), ainsi que pour deux hypothèses sur la masse du boson de Higgs le plus léger dans le cadre de modèles supersymétriques. Les expériences LEP2 et TeVatron ont permis de mesurer précisément les valeurs de m_W et $\mathrm{m_{top}}$ respectivement. Les contours circulaires correspond à trois niveaux de confiance 68%, 95% et 99.7% sur ces mesures (résultats d'hiver 2007).*

L'évolution de la constante de couplage fort α_s, calculée en QCD perturbative, s'écrit en fonction d'une valeur $\alpha_\mathrm{s}(\mu^2)$ connue à l'énergie μ [3] :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + b_0 \frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi} \ln(\frac{Q^2}{\mu^2})}$$

$$\alpha_s(M_z^2) = 0.1187 \pm 0.0020 \text{ [3]}$$

avec Q^2 le moment transféré, $\mathrm{b_0} = -\frac{2}{3}\mathrm{N_f} + \frac{11}{3}\mathrm{N_C}$, N_C est le nombre de couleurs ($N_C = 3$) et N_f le nombre de fermions (N_f =5 ou 6 selon l'énergie considérée).
Dans tous les cas, b_0 est positif, ce qui signifie que la constante de couplage diminue avec l'énergie. A grand Q^2 c'est-à-dire à courte portée, α_s tend vers 0. C'est la propriété de liberté asymptotique, directement reliée à la nature non-abélienne de la théorie : lorsqu'un quark s'approche d'un autre quark et qu'il rentre dans son nuage de polarisation créé par les paires virtuelles de quarks et de gluons, la charge de couleur vue diminue. La QCD est une théorie quasi-libre à courte distance, ce qui permet d'appliquer la théorie des perturbations pour les phénomènes à haute énergie.

A bas Q^2, α_s devient proche de 1 et il n'est plus possible d'appliquer la théorie des perturbations : $\alpha_\mathrm{s}(\mathrm{Q}^2 = 4\ \mathrm{GeV}^2) \approx 0.4$ est l'extrême limite du régime perturbatif. En-dessous de cette valeur de Q^2, l'interaction devient extrêmement forte : c'est la région du confinement. Combinés avec des particules issues du vide de QCD, les quarks forment des états liés de singlets de couleur en mésons ou baryons. Des méthodes telles que la *QCD sur réseaux* ou des théories effectives tentent d'expliquer de façon satisfaisante le confinement des quarks et les propriétés des hadrons observés.

1.1.7 Insuffisances du Modèle Standard

Malgré ses succès expérimentaux, le Modèle Standard n'est pas satisfaisant du point de vue théorique, et le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible n'a pas été découvert. Ce sont les motivations principales qui conduisent les théoriciens et les expérimentateurs à rechercher des

signes de nouvelle physique, prédits par des modèles alternatifs. Voici les principales difficultés théoriques du Modèle Standard :

- le Modèle Standard n'explique pas la hiérarchie entre les différentes masses des particules ($m_\nu \lesssim eV/c^2$ à $m_{top} \approx 175$ GeV/c^2). Les termes de masses apparaissent en temps que paramètres libres dans la théorie ;
- il n'explique pas non plus l'écart entre les constantes de couplage qui, extrapolées à des énergies très élevées ($\mathcal{O}(10^{15}\text{GeV})$) semblent converger (sans toutefois y parvenir) autour d'une même valeur ;
- le Modèle Standard comporte 19 paramètres libres (plus 7 si on inclut les masses et les angles de mélange et de phase de violation de CP dans le domaine des neutrinos) ;
- le nombre de générations et leur arrangement aussi bien dans le domaine des quarks que des leptons n'est pas compris ;
- la théorie de la Relativité Générale n'est pas compatible avec le Modèle Standard. Bien que négligeable aux échelles d'énergies considérées jusqu'à maintenant, elle entre en conflit avec la mécanique quantique au-delà de l'échelle de Plank ($\mathcal{O}(10^{19}\text{GeV})$) ;
- Le mécanisme de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible n'est pas expliqué ;
- L'évolution de certaines constantes de couplage, comme la constante de couplage du Higgs $\lambda_H = \frac{m_H^2}{2v^2}$ par exemple (cf. paragraphe 1.1.6.2) semble diverger à haute énergie ;
- Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, quadratiquement divergentes, entraînent un ajustement de sa masse "nue" sur plus de trente ordres de grandeur pour que la masse du boson de Higgs reste proche du TeV. Ce problème de "naturalité" est un des problèmes fondamentaux du Modèle Standard.

Les problèmes théoriques dont souffre le Modèle Standard ont suscité le développement de nombreuses théories alternatives. Elles essaient de résoudre certains des aspects cités ci-dessus. Parmi elles, nous présentons celles qui ont une incidence sur la production ou les désintégrations des quarks top :

- Les théories de grande unification proposent d'unifier les forces fondamentales à l'aide d'un unique groupe de jauge (SU(5), SO(10)) ou de plusieurs groupes ($SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ pour la symétrie entre fermions gauches et droits). Des nouveaux bosons de jauge neutres ou chargés (notés Z' ou $W'^{\pm}$) apparaissent dans ces théories et peuvent donner lieu à la mise en évidence de désintégrations $Z' \to t\bar{t}$ par exemple ;
- Les théories avec dimensions supplémentaires considèrent un espace à 4 dimensions plus n autres compactifiées. Les conditions aux limites de ces nouvelles dimensions imposent des quantifications des niveaux d'énergies des particules du Modèle Standard. Dans notre espace à quatre dimensions, leurs états excités nous apparaissent sous la forme de nouvelles particules plus lourdes, appelées Z' ou $W'^{\pm}$. Comme précédemment, ces bosons peuvent se désintégrer en paires de fermions existantes, et la signature d'une résonance $t\bar{t}$ constituerait un signe de ces théories ;
- La théorie dite de la "technicouleur" introduit une nouvelle interaction, inspirée de la QCD, pour remplacer la brisure spontanée de la symétrie électrofaible par une brisure dynamique [7]. Le champ scalaire fondamental est remplacé par un champ composite formé

de deux fermions réunis pas cette nouvelle interaction de jauge. De nouvelles résonances peuvent être formées, comme par exemple des "technipions" π_t formés d'un quark top et d'un quark léger ;

- Les théories supersymétriques ou les modèles à deux doublets de Higgs utilisent le fait que le nombre de doublets de Higgs n'est pas contraint par l'expérience. Dans ces modèles, le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible est expliqué de manière naturelle par l'évolution des couplages dans le superpotentiel de Higgs. A basse énergie, ces modèles sont caractérisés par cinq champs de Higgs : trois bosons scalaires neutres (notés A^0, H^0 et h^0) et deux chargés ($H^{\pm}$). Les bosons de Higgs se couplant préférentiellement aux fermions les plus lourds, la phénoménologie du quark top sera un laboratoire privilégié de recherche de ces nouveaux bosons, notamment dans le cas des bosons de Higgs chargés ;
- Certaines théories ajoutent au Modèle Standard une quatrième famille de particules. Les valeurs de la matrice V_{CKM} (décrite au paragraphe 1.1.5) seraient modifiées, et en particulier le terme V_{tb} serait plus faible ;
- D'autres modèles exotiques introduisent des modifications des couplages entre les particules du Modèle Standard. Les courants neutres avec changement de saveurs sont très rares dans le Modèle Standard puisqu'ils n'apparaissent qu'à travers des boucles électrofaibles. Dans ces modèles, de tels courants ne seraient pas interdits à l'ordre dominant et coupleraient, par exemple, les quarks top et c à un Z/γ^* ou à un gluon.

Tous ces modèles ont des implications sur la production et la désintégration du top. Par conséquent, la mesure des observables dans le secteur du quark top permet de sonder les principales théories au-delà du Modèle Standard.

1.2 Production du quark top auprès de collisionneurs hadroniques

Le quark top est le fermion le plus lourd du Modèle Standard. Sa découverte en 1994 conjointement par les deux expériences du TeVatron DØ et CDF a confirmé les prédictions des expériences LEP, SLD et NuTeV sur la masse de ce quark. Cette découverte a aussi validé les arguments théoriques qui postulaient son existence. Le quark top a deux caractéristiques essentielles, qui conditionnent la plupart de ses propriétés et la stratégie de recherche de ce quark : sa masse est très élevée ($\mathrm{m_{top}} = 171.4 \pm 2.1$ GeV/c^2) et ses couplages avec les quarks légers d ou c sont fortement supprimés ($|\mathrm{V_{tb}}| \approx 99.9\%$).

La première partie décrit le calcul de sections efficaces de production de paires de quarks dans un collisionneur hadron-hadron. La partie suivante se focalise sur la production de quarks top en paires. La troisième partie considérera la production électrofaible de quark top.

1.2.1 Calculs des sections efficaces de production

La physique auprès des collisionneurs hadroniques nécessite la compréhension de la QCD pour décrire aussi bien l'état initial que l'état final observé. A l'échelle d'énergie du TeVatron, les protons ont une strucure interne. Les constituants du proton, appelés partons, sont les trois quarks de valence, des quarks et des gluons virtuels provenant du vide de QCD. Les sections

efficaces d'interaction parton-parton auprès de collisionneurs hadroniques font intervenir deux termes : un terme qui décrit l'interaction de "courte distance" des deux partons, caractérisé par une énergie de transfert élevée, qui justifie le traitement en théorie des perturbations ; et un terme d'interaction "longue distance" ou de faibles énergies de transfert sont mises en jeu. On peut montrer que ces deux termes se factorisent à tous les ordres de la théorie.

Le terme de longue distance met en jeu les probabilités de trouver dans le proton le quark d'une certaine saveur avec une certaine fraction d'impulsion longitudinale x. Ces densités de probabilités sont paramétrées par des fonctions, appelées *PDF* (pour *Parton Density Functions*). Elles sont valables jusqu'à une échelle d'énergie dite de factorisation μ_{F}, liée à la taille des effets observables, comme le montre la figure 1.2.4. Les *PDF* sont déterminées expérimentalement par des mesures de diffusions profondément inélastiques et des mesures d'asymétries ou de rapidités dans les événements W ou Z ajustées à des calculs NLO de QCD.

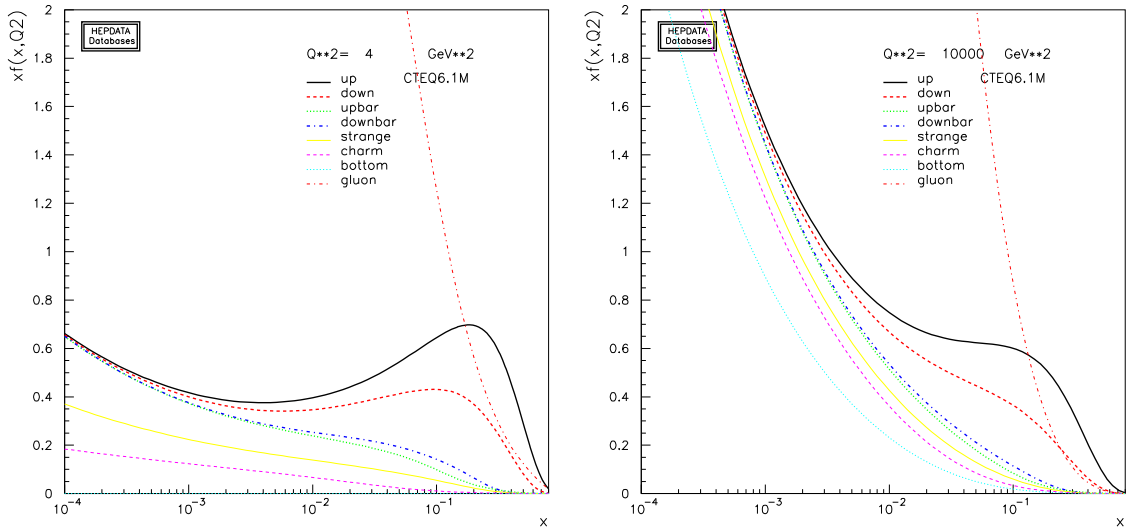


FIG. 1.2.4 – *Fonctions de distributions de partons dans le proton. La version représentée est CTEQ6.1M[8] pour deux valeurs de moment transféré : $Q = 2$ GeV (à gauche) et $Q = 100$ GeV (à droite). L'abscisse x représente la fraction de l'impulsion du proton emportée par le parton ; l'ordonnée $xf(x, Q^2)$ est liée à la densité de probabilité* $\mathrm{f(x, Q^2)}$ *du parton de fraction d'impulsion x.*

La section efficace totale dans une collision $\mathrm{p\bar{p}}$ est donc calculée en convoluant les PDF à la section efficace faisant intervenir les partons, calculée en QCD perturbative. L'erreur théorique sur la section efficace est principalement due à l'ordre du développement limité (LO ou NLO), et au choix des échelles de factorisation et de renormalisation (μ_F et μ_R) non physiques, des masses de particules (m_b et m_{top}) et des incertitudes sur la mesure des PDF, relativement grandes pour les quarks lourds et les gluons à grand x.

On note que le processus d'interaction des deux partons ne constitue pas à lui seul l'événement de la collision. Les reliques des hadrons ayant interagi lors de la collision principale, et la possibilité d'interactions multiples lors d'une collision d'autres hadrons produisent aussi des jets de quarks et de gluons. Ils sont principalement de bas moment transverse. Ces processus supplémentaires sont appelés *underlying events*.

Les quarks et les gluons produits lors de la collision vont rapidement rayonner d'autres quarks et gluons, le temps caractéristique de l'interaction forte étant de $\tau_{\mathrm{QCD}} = 1/\Lambda_{\mathrm{QCD}} = 10^{-23}$s.

L'énergie de ces partons diminue, se rapprochant de plus en plus du domaine non pertubatif. Il en résulte des hadrons dont certains sont instables et se fragmentent : les quarks apparaissent expérimentalement sous la forme de jets de hadrons. Les processus d'hadronisation et de fragmentation sont décrits par des modèles phénoménologiques, comme les *modèle de Lund* ou *modèle des amas*, et implémentés dans des programmes de simulation comme PYTHIA[9] ou HERWIG[10].

1.2.2 Production de paires de quark top

La production de quarks top par interaction forte est le processus dominant de production de quarks top dans les collisionneurs hadroniques TeVatron et LHC. Les diagrammes de production correspondants sont donnés sur la figure 1.2.5. On distingue le mode de production par annihilation quark-antiquark du mode de fusion de gluons. La contribution des deux diagrammes dans la section efficace totale dépend des fonctions de densités partoniques des quarks et des gluons dans les protons et anti-protons aux énergies mises en jeu dans les collisions. Ainsi au TeVatron, la fraction d'impulsion emportée par le parton au seuil de création est de l'ordre de $x \approx 0.2$, et est donc dominée par les quarks (respectivement anti-quarks) de valence des protons (respectivement anti-protons). Le processus $q\bar{q} \to t\bar{t}$ est donc majoritaire et représente 85% de la section efficace $p\bar{p} \to t\bar{t}$. Cette fraction d'impulsion est dix fois plus faible au LHC : la densité de gluons est alors plus importante que celle des quarks. Il en résulte que 90% des paires de quark top sont créées par annihilation de gluons $gg \to t\bar{t}$.

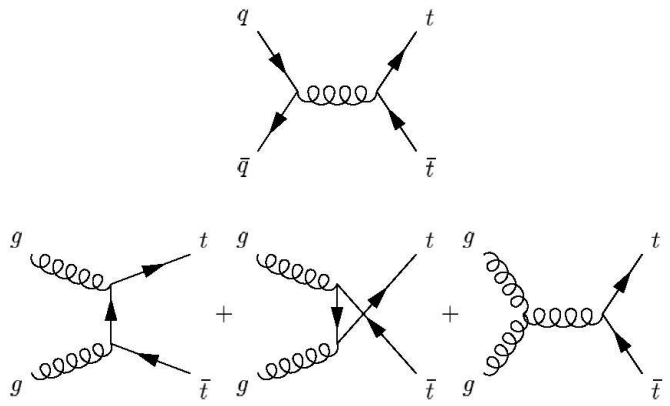


FIG. 1.2.5 – *Graphes de production LO de paires de quarks top par interaction forte.*

Les sections efficaces de productions de quarks top par interaction forte ont été calculées au TeVatron et au LHC pour une masse de quark top $m_{top} = 175$ GeV/c^2 [11] :

$$\begin{array}{llcll} \text{au TeVatron} & \sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) & = & 6.77 \pm 0.42\ pb & (\text{calculs } NNLO + NNNLL) \\ \text{au LHC} & \sigma(pp \to t\bar{t}) & = & 860 \pm 100\ pb & (\text{calculs } NLO + NNLL) \end{array}$$

Les erreurs incluent les variations sur les échelles non physiques de factorisation et de renormalisation, les incertitudes sur les fonctions de densités partoniques. La méconnaissance de la masse du quark top représente une source d'erreur importante sur la section efficace de production (8% au TeVatron et au LHC [11]). L'impact des incertitudes sur les PDF du proton sur $\sigma(t\bar{t})$ est également important, comme le montre la figure 1.2.6. Cependant, cet effet est plus faible au LHC qu'au TeVatron. Cela est dû à une meilleure connaissance des PDF du gluon dans le domaine des x accessible au LHC pour la production de paires de quarks top.

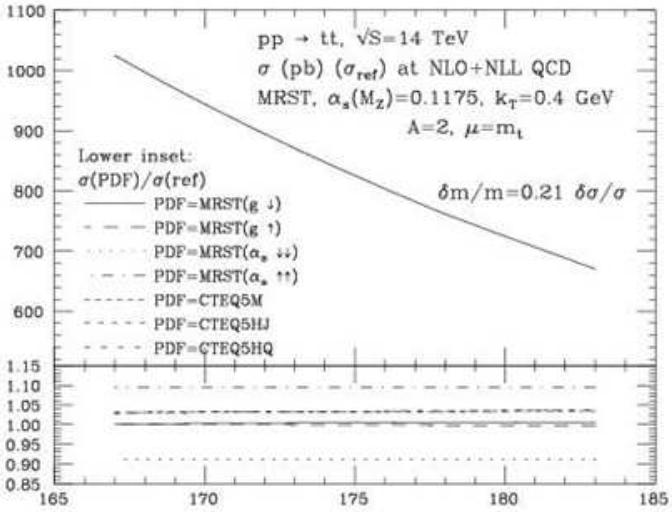


FIG. 1.2.6 – *Evolution de la section efficace $\sigma^{NLO}(pp \to t\bar{t})$ au LHC en fonction de la masse du quark top, et avec les incertitudes dues à la méconnaissance des PDF.*

Il est à noter que les paires de quarks top peuvent aussi être produites par l'intermédiaire de bosons Z/γ^* ou H. Mais ces modes de production électrofaible sont négligeables devant le mode de production par interaction forte dans les collisionneurs hadroniques.

1.2.3 Production simple électrofaible de quarks top

Les quarks top sont aussi produits seuls, par l'intermédiaire du boson W. Il s'agit des processus *"single top"*, classés en trois modes de production et représentés sur la figure 1.2.7. Les sections efficaces de production de ces trois canaux sont donnés dans le tableau 1.2.

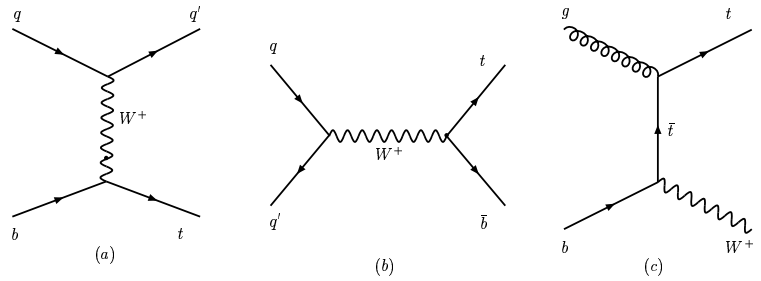


FIG. 1.2.7 – *Diagrammes de production LO de single top : voie t (à gauche), voie s (au centre) et voie* W + t *à droite.*

Le premier consiste en la production d'un boson W en voie t. Ce diagramme nécessite un quark b comme parton initial. A l'ordre supérieur en α_s, le boson W se couple à un quark b ou top provenant du gluon. A cause de la densité plus élevée de gluons que de quarks b dans le proton, ce dernier terme représente la contribution dominante de la production totale de *"single top"* en voie t. Les difficultés dans le calcul de la section efficace de ce processus résident dans le double comptage des événements entre les graphes LO et NLO. La seconde difficulté théorique est la divergence de la section efficace NLO lorsque le quark lourd réel est émis de façon colinéaire au gluon. Cette difficulté est résolue en appliquant, à la génération des événements, des critères sur la pseudo-rapidité de ce quark. L'état final principal de ce canal consiste en trois quarks : *top*, b et un quark de saveur légère.

Le second mode de production est caractérisé par la production d'un boson W réel et d'un quark top. A l'ordre le plus bas, deux diagrammes existent, l'un avec un quark b^* en voie s, l'autre avec un quark *top* en voie t. Ce dernier est très supprimé en raison de la masse élevée du quark top. Comme pour la production de *"single top"* en voie t, un quark b est nécessaire comme parton initial. Cela entraîne les mêmes considérations que précédemment sur les modes de production dominants et le calcul de la section efficace. L'état final dominant est très similaire à celui des événements $t\bar{t}$, et consiste en un quark b et de deux bosons W réels. La section efficace de production est alors plus faible à cause d'un contenu en particules finales plus lourdes.

Le dernier mode de production de *"single top"* consiste en la production d'un W^* dans la voie s, qui se désintègre en quarks top et b.

TAB. 1.2 – *Sections efficaces théoriques de production de "single top" NLO au TeVatron et au LHC, pour m_{top} = 175 GeV/c^2 [12][13]. L'erreur sur la masse du top est de 4.3 GeV/c^2 au TeVatron et 2 GeV/c^2 au LHC.*

Canal de production	Section efficace au TeVatron	Section efficace au LHC
voie t	1.98 ± 0.30 pb	$246.6^{+9.3}_{-10.2}$ pb
voie $W+t$	0.093 ± 0.024 pb	$63^{+16.6}_{-3.6}$ pb
voie s	0.88 ± 0.14 pb	$10.65^{+0.65}_{-0.64}$ pb

Dans le Modèle Standard, les mesures des sections efficaces de production des trois canaux de *"single top"* permettraient tout d'abord de confirmer l'existence de ces processus. Des limites supérieures sur les sections efficaces combinées des voies $s+t$ ont été mises par les collaborations CDF et DØ, avec récemment l'obtention d'une sensibilité à 3 σ [14]. Ces mesures permettent aussi de contraindre de manière directe l'élément de matrice V_{tb}. Le canal W+top et le canal en voie t sont très sensibles aux densités de quarks b dans le proton. Les mesures de leurs sections efficaces permettraient de contraindre les PDF du b dans le proton.

1.2.4 Désintégration du quark top

Dans le cadre du Modèle Standard, la largeur de désintégration du quark top est donnée au premier ordre par :

$$\Gamma_{top} = \frac{G_F m_{top}^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_{top}^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_{top}^2}\right)$$

ce qui donne, numériquement, $\Gamma_{\rm top}$ = 1.45 GeV. Cette largeur est modifiée par les corrections radiatives QCD et électrofaibles [15] et devient $\Gamma_{\rm top}$ = 1.42 GeV. Cette quantité est reliée à la durée de vie du quark top : $\tau_{\rm top} = 4.64 \cdot 10^{-25}$ s, très inférieure au temps typique d'hadronisation $\tau_{\rm QCD} = 1/\Lambda_{\rm QCD} \approx 10^{-23}$ s. De ce fait, il n'a pas le temps de s'hadroniser. Il se désintègre en tant que quark nu, en transmettant ses propriétés telles que sa charge et son spin à ses produits de désintégration. Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top se désintègre par interaction faible en un boson W et un quark b avec un rapport d'embranchement $\mathrm{BR}(t \to Wb) = |V_{tb}|^2 = 99.9\%$ à 90% de niveau de confiance [3].

1.3 Phénoménologie du quark top aux collisionneurs hadroniques

1.3.1 Signatures des paires de quarks top

Dans le cadre du Modèle Standard, les quarks top se désintègrent presque quasiment en un quark b et un boson W. Les signatures des événements $t\bar{t}$ sont alors classées en fonction des modes de décroissance du boson W. On distingue les canaux suivants :

- La canal "tout hadronique" correspond aux événements $t\bar{t}$ pour lesquels les deux bosons W se désintègrent hadroniquement. Ce canal représente 46.2% des paires $t\bar{t}$. A l'ordre le plus bas, la signature comprend six quarks dont deux b. Expérimentalement, ce canal est difficile à sélectionner en raison des processus multijets donnant la même signature et ayant une section efficace supérieure de plusieurs ordres de grandeur.
- Le canal "semi-leptonique" est caractérisé par les décroissances des bosons W l'un dans un mode leptonique et l'autre dans un mode hadronique. Ce canal est aussi appelé "lepton+jets" puisque l'état final est composé d'un lepton, d'un neutrino et de quatre quarks dont deux b. Pour chaque famille de lepton, 14.5% des paires $t\bar{t}$ appartiennent à ce canal. Les canaux "électron+jets" et "muon+jets" sont privilégiés pour les mesures de précision parce qu'ils combinent à la fois un relativement grand rapport d'embranchement, et un niveau de bruits de fond réduit par la présence d'un lepton identifiable avec une bonne pureté, d'un neutrino et de deux jets de quarks b dans l'événement. Le canal "tau+jets" est plus délicat à traiter, puisque le lepton τ est, en général, plus difficile à identifier qu'un électron ou un muon. Ce dernier canal est traité individuellement.
- Enfin le canal "dilepton" rassemble les événements $t\bar{t}$ pour lesquels les deux bosons W se désintègrent leptoniquement. Il représente 10.3% de la section efficace totale des paires $t\bar{t}$, soit 1.1% pour chaque combinaison de famille de leptons : ee, $\mu\mu$, $\tau\tau$, $e\mu$, $e\tau$ et $\mu\tau$. La signature de ces événements est composée de deux leptons, deux neutrinos et deux quarks b, ce qui rend ce canal très pur expérimentalement.

La figure 1.3.8 récapitule les mesures de la section efficace $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t})$ à DØ, approuvées pour les conférences d'hiver 2007, et dans les différents canaux "tout hadronique", 'semi-leptonique" et "dileptonique". Ces valeurs sont compatibles avec la prédiction théorique. Au TeVatron et au LHC, nous nous sommes intéressés aux événements $t\bar{t}$ dans les canaux electron + jets et muon + jets, le résultat de cette analyse figure sous le nom *"l+jets (μ-tagged)"*.

1.3.1.1 Cinématique du système $\{t\bar{t}\}$

Dans cette partie sont détaillées les principales caractéristiques topologiques de ces événements, en faisant abstraction des effets de détecteurs sauf pour les caractéristiques des jets. Les distributions suivantes ont été obtenues avec des simulations officielles d'événements $t\bar{t}$.

Tout d'abord, la production des paires $t\bar{t}$ est issue de différents mécanismes, et dans des proportions différentes au TeVatron et au LHC. Au TeVatron, les quarks top sont produits juste au-dessus du seuil. C'est différent au LHC puisque l'énergie disponible dans le centre de masse est plus grande. Ce contraste est visible dans les distributions énergie du système $\{t\bar{t}\}$

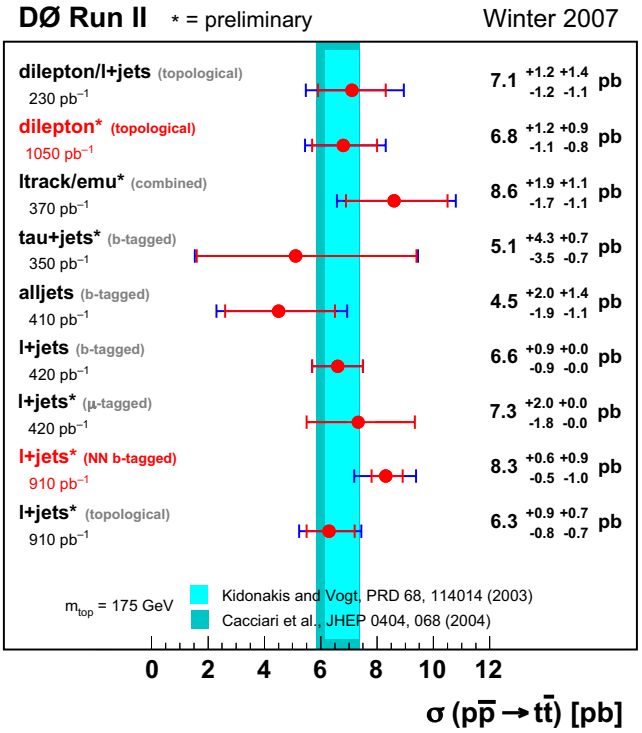


FIG. 1.3.8 – *Résultats des analyses de mesure de la section efficace $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t})$ à DØ, approuvées pour les conférences d'hiver 2007.*

figure 1.3.9.

Le spectre en impulsion transverse des paires $t\bar{t}$ donne des indications sur l'effet des radiations de l'état inital. Sur la figure 1.3.9, l'impulsion transverse du système $\{t\bar{t}\}$ est en moyenne plus élevée au LHC ; cela est dû à un nombre plus élevé de particules émises dans l'état initial.

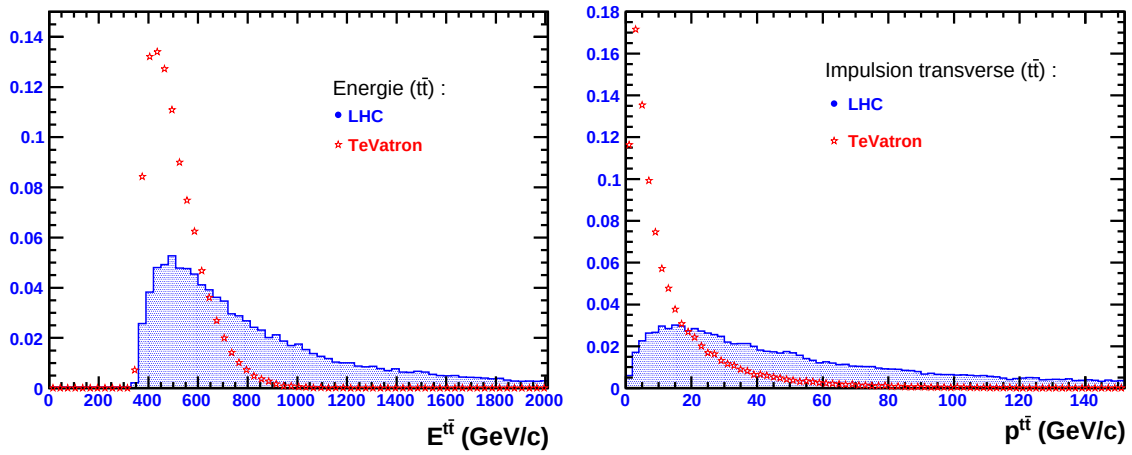


FIG. 1.3.9 – *Energie (à gauche) et impulsion transverse (à droite) des paires $t\bar{t}$ dans le référentiel du laboratoire, produits au LHC et au TeVatron.*

1.3.1.2 Cinématique des produits de désintégration des paires $t\bar{t}$ dans le canal "semi-leptonique"

Les paires $t\bar{t}$ se désintègrent en bosons W et quarks b. Les figures 1.3.10 et 1.3.11 montrent les distributions en impulsion transverse et en pseudo-rapidité de ces particules, avant radiations. Les bosons W et les quarks b tendent à être centraux. Provenant de la désintégration

des quarks *top*, ils sont également énergétiques, avec une impulsion transverse moyenne de $< p_T^b > \approx 70$ GeV/c pour les quarks b, et $< p_T^W > \approx 90$ GeV/c pour les bosons W. Les spectres en impulsion transverse de ces particules sont très semblables puisque le système $\{t\bar{t}\}$ est produit avec une impulsion transverse faible devant leur impulsion longitudinale, au LHC comme au TeVatron. Par contre, l'impulsion longitudinale du système $\{t\bar{t}\}$ est plus importante au LHC, c'est pourquoi les particules produites au LHC se situent à plus grand η.

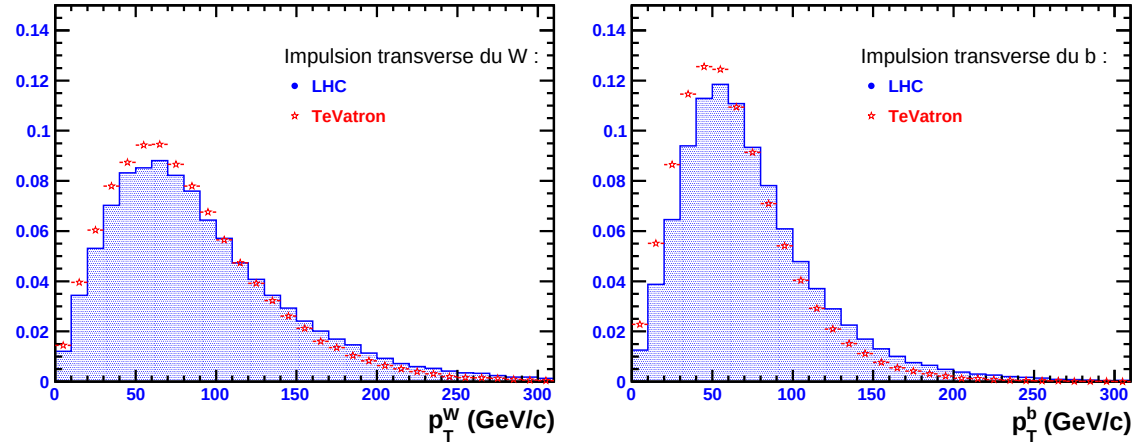


FIG. 1.3.10 – *Impulsion transverse du boson W (à gauche) et du quark b (à droite) issus des quarks top au LHC et au TeVatron.*

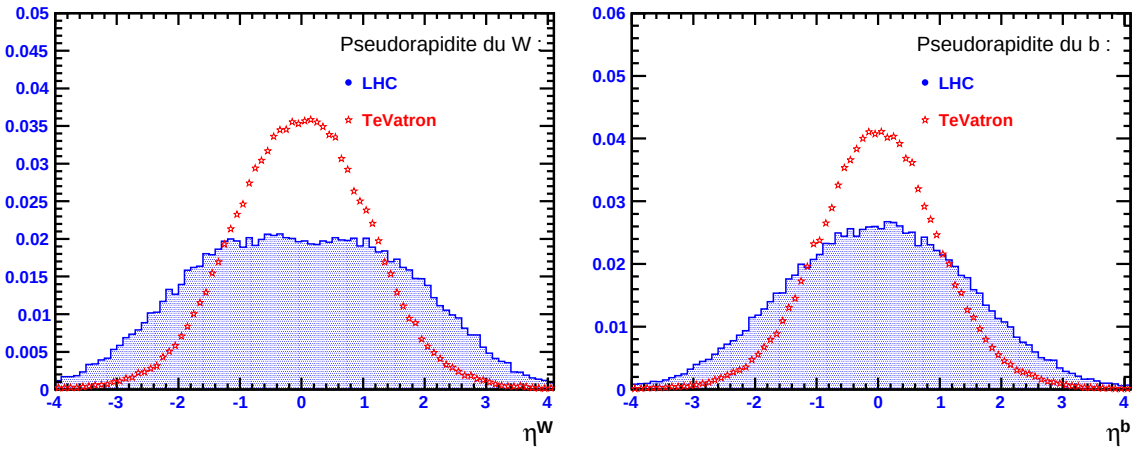


FIG. 1.3.11 – *Pseudo-rapidité du boson W (à gauche) et du quark b (à droite) issus des quarks top au LHC et au TeVatron.*

Les leptons issus du W sont majoritairement centraux et énergétiques. La figure 1.3.12 montre que 82% (77%) des électrons ou muons sont dans l'acceptance des détecteurs de traces $|\eta^l| < 2.5$ à DØ (à ATLAS) et ont une énergie transverse supérieure à 20 GeV. De même, l'impulsion transverse des neutrinos est relativement grande : elle est supérieure à 20 GeV dans 90% des événements au TeVatron et au LHC.

Les caractéristiques des jets dans les événements $t\bar{t}$ sont également différentes au TeVatron et au LHC. La figure 1.3.13 montre le nombre de jets reconstruits par les détecteurs DØ et

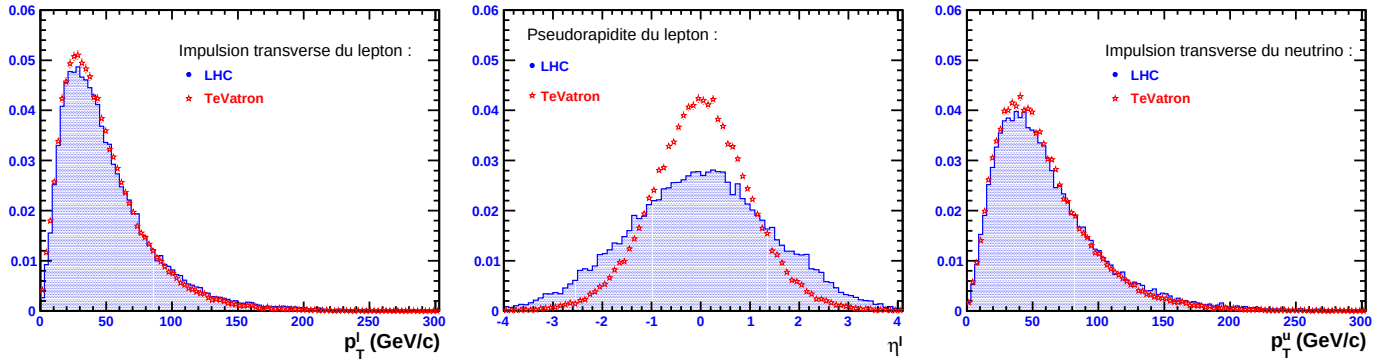


FIG. 1.3.12 – *Caractéristiques cinématiques des leptons issus du W dans les événements $t\bar{t}$ produits au TeVatron et au LHC : impulsion transverse du lepton chargé (à gauche), pseudo-rapidité du lepton chargé (au centre) et impulsion transverse du neutrino (à droite).*

ATLAS pour deux seuils en énergie transverse. Le premier seuil choisi est lié à l'identification des jets ($E_T^{jet} > 15$ GeV et $|\eta^{jet}| < 5$). Le deuxième seuil choisi est plus restrictif ($E_T^{jet} > 40$ GeV et $|\eta^{jet}| < 2.5$). Les événements $t\bar{t}$ au TeVatron comme au LHC sont de haute multiplicité. Ils ont en moyenne quatre jets énergétiques. Par contre, au LHC cette multiplicité est plus grande à cause des radiations de l'état initial et de l'état final plus importantes. Les jets b sont en moyenne plus énergétiques que les jets issus du W hadronique : le jet de plus grande énergie transverse provient d'un quark b dans environ 75% des cas.

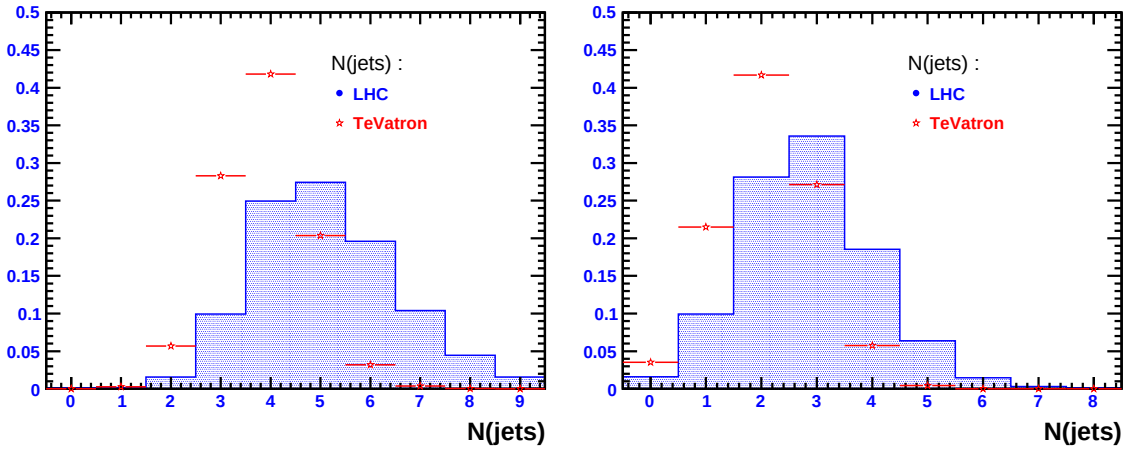


FIG. 1.3.13 – *Nombre de jets (quarks et gluons) dans les événements $t\bar{t}$ au TeVatron et au LHC. Les seuils appliqués pour la figure de gauche sont $E_T^{jet} > 15$ GeV et $|\eta^{jet}| < 5$. Les seuils appliqués pour la figure de droite sont plus restrictifs : $E_T^{jet} > 40$ GeV et $|\eta^{jet}| < 2.5$.*

Les caractéristiques des événements $t\bar{t}$ dans le canal *lepton+jets* sont donc : un lepton central et de grand moment transverse, la présence d'une importante énergie transverse manquante due à la présence du neutrino, une forte multiplicité en jets centraux de grande énergie transverse. Parmis ces jets, on compte deux jets de quark b, deux jets provenant du boson W hadronique, et des jets supplémentaires provenant des radiations des états initial et final.

Les événements $t\bar{t}$ ne sont pas les seuls processus du Modèle Standard à avoir une telle signature. Des processus peuvent, en tenant compte des effets du détecteur et de la reconstruction, avoir la même topologie que le signal $t\bar{t}$. Il s'agit des processus de production multijets, de

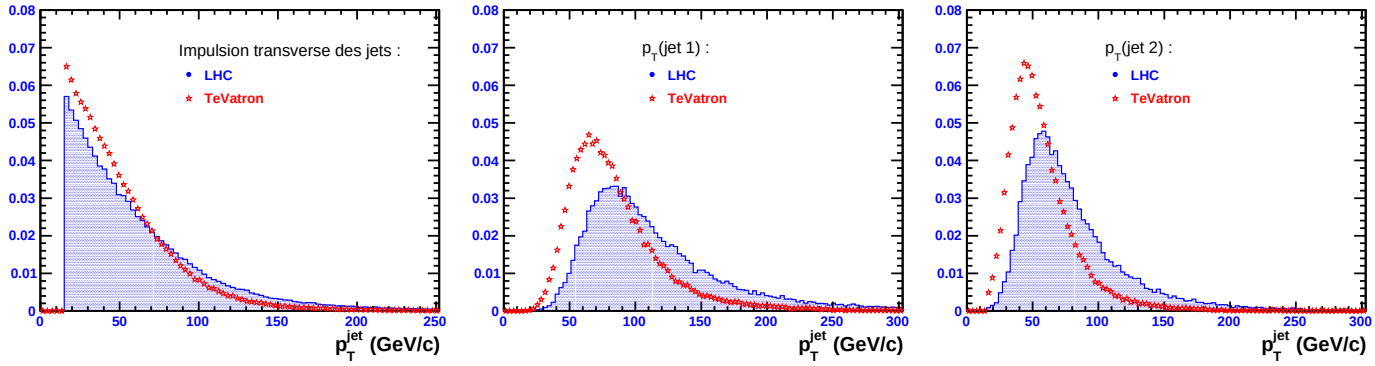


FIG. 1.3.14 – *Impulsion transverse des jets dans les dans les événements* $t\bar{t}$ *au TeVatron et au LHC pour : tous les jets reconstruits* ($E_T^{jet} > 15$ GeV *et* $|\eta^{jet}| < 5$) *(à gauche), le jet de plus grande impulsion transverse (au centre), et le second jet de plus grande impulsion transverse (à droite).*

production d'un boson W ou Z accompagné de jets, des processus dibosons et *"single top"*. On retrouvera ces bruits de fond dans les parties consacrées aux analyses de mesure de la section efficace $t\bar{t}$.

1.3.2 Production multijets

La production de jets par interaction forte est le processus dominant au TeVatron et au LHC. La figure 1.3.15 montre quelques diagrammes de production possibles. La section efficace des processus multijets représente quasiment la totalité de la section efficace inélastique totale, mesurée au TeVatron à $\sigma_{\text{inel}}(p\bar{p}) = 60.7 \pm 2.4$ mb. Au LHC, elle devrait être légèrement supérieure : $\sigma_{\text{inel}}(p\bar{p}) \approx 100$ mb. La section efficace multijets diminue avec l'énergie transverse des jets et est constante sur une large plage en pseudo-rapidité ($|\eta^{jet}| \lesssim 10$). Enfin, pour chaque jet supplémentaire dans l'événement, la section efficace est multipliée par un facteur roche de $(1 + N/\alpha_s)$, où N est le nombre de diagrammes satisfaisant à l'état final considéré. La combinatoire liée au nombre de graphes de production possibles et les calculs associés sont des exemples de facteurs limitant la connaissance des processus QCD.

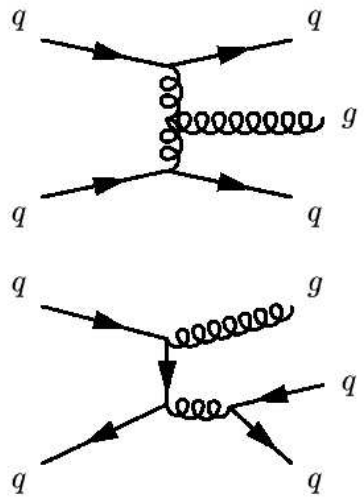


FIG. 1.3.15 – *Exemples de graphes de production des processus multijets* $2 \to 3$.

Dans certains cas, il est possible de confondre un événement multijets d'un événement $t\bar{t}$.

Tout d'abord, un jet peut être reconstruit comme un lepton isolé. En effet un jet, lorsqu'il atteint le détecteur, est principalement composé de baryons et de mésons à vie longue ou stables, et de relativement faible impulsion ($\sim$ 2 GeV/c). Les pions et les kaons neutres et chargés sont dominants dans un jet et se désintègrent soit en particules électromagnétiques (BR($\pi^0 \to \gamma\gamma$) = 98.8%) ou en muons (BR($\pi^\pm \to \mu\nu_\mu$ = 99.99%) et BR($K^\pm \to \mu\nu_\mu$ = 63.4%)). De plus, les jets de saveurs lourdes, issus de l'hadronisation et la fragmentation des quarks b et c, sont souvent des jets semileptoniques (BR(b $\to$ lν_lc) $\sim$ 10.6% et $BR(c \to l\nu_l X) \sim 6.9\%$). Par conséquent, une grande fraction de l'énergie d'un jet hadronique est présente sous la forme électromagnétique et muonique.
La reconstruction des jets hadroniques essaie au mieux de prendre ces effets, ou au moins de les compenser et de les corriger. Cependant, il peut arriver qu'une grande partie de l'énergie du jet se retrouve sous une forme électromagnétique (photons ou électrons) ou sous la forme de muons. Par exemple, un vrai lepton (électron ou muon) dans un jet peut apparaître isolé s'il emporte une grande partie de l'énergie du jet ; l'énergie restante du jet étant trop faible pour reconstruire ou identifier le jet hadronique. Cet effet est rare : la probabilité pour qu'un jet soit reconstruit comme un lepton isolé est de l'ordre de $\approx 10^{-3}$ à 10^{-5} selon l'énergie et la saveur du jet.

La reconstruction d'une importante énergie transverse manquante n'est, *à priori*, pas possible dans les événements multijets puisqu'aucun neutrino énergétique n'est émis. Cependant, plusieurs effets peuvent engendrer une énergie transverse manquante importante et ainsi contribuer à dégrader sa résolution.

- Tout d'abord les effets physiques comme les désintégrations semileptoniques des jets de saveurs lourdes et légères, les désintégrations leptoniques des leptons τ, et l'énergie transverse non nulle des partons dans les protons (quelques GeV) peuvent engendrer un déficit en énergie dans le plan transverse ;
- Les bruits dans le détecteur sont aussi une cause possible, même si des précautions lors du traitement des données sont prises pour éviter d'être sensible à ces effets ;
- La reconstruction et l'identification des objets de l'événement peuvent engendrer des modifications sur l'énergie transverse manquante. L'énergie du jet n'est égale ni à l'énergie déposée dans le calorimètre, ni à l'énergie du parton initial. Bien que des corrections soient appliquées pour améliorer la calibration des jets et les résolutions en énergie et en position, il reste toujours des effets résiduels qui contribuent à élargir la résolution en énergie transverse manquante ;
- Enfin, l'énergie transverse manquante peut être engendrée si le jet est reconstruit comme lepton. Les jets hadroniques à forte dominance électromagnétique déposent peu d'énergie dans le calorimètre hadronique. Ils sont alors identifiés comme électrons, et l'énergie du jet initial est alors sous-évaluée. De même, les muons dans les jets de saveurs lourdes peuvent emporter une grande fraction de l'énergie du jet, et ce dernier ne sera pas reconstruit. Dans ce cas, l'énergie du jet initial identifié comme muon est sous-évaluée. Ces deux effets se répercutent comme un accroissement de l'énergie transverse manquante, dont la direction a alors tendance à s'aligner en direction du jet reconstruit comme lepton.

Enfin, l'identification de jets de saveurs lourdes dans les événements multijets est due soit à la présence d'un vrai quark b ou c dans le processus (un jet sur mille environ), soit à des effets probabilistes dans la topologie du jet et des effets de reconstruction qui ont conduit l'algorithme à étiqueter le jet (un jet mal étiqueté sur 10^2 à 10^3).

Tous ces effets (reconstruction d'un jet comme un lepton, reconstruction d'une énergie transverse manquante importante, mauvaise identification de jets b) sont rares individuellement. Cependant, en raison de la grande section efficace de ce processus par rapport à celle du signal $t\bar{t}$, ils font de ces processus multijets un des bruits de fond les plus importants.

1.3.3 Production d'un boson W avec des jets

Dans les collisionneurs hadroniques, les bosons W sont produits principalement par annihilation $q\bar{q}'$, comme l'illustre la figure 1.3.16. Les bosons W sont ainsi produits avec une impulsion transverse nulle.

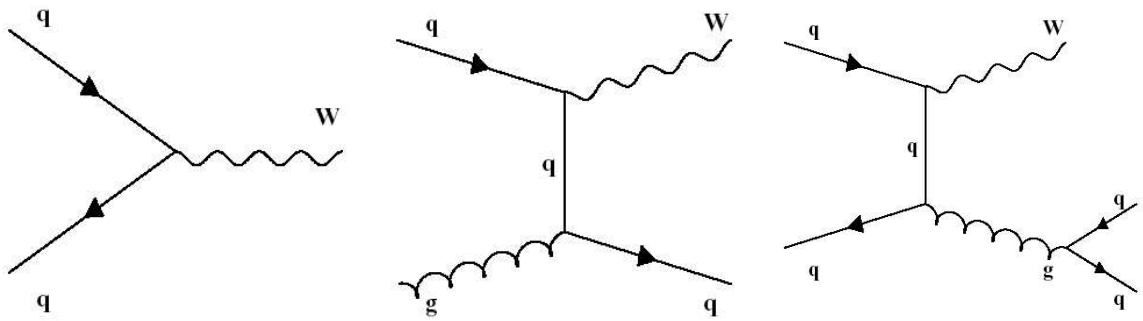


FIG. 1.3.16 – *Graphes de production d'un boson en association avec 0 parton (à gauche), 1 parton (au centre), et 2 partons (à droite).*

La radiation d'un gluon ou d'un quark dans l'état initial conduit aux diagrammes à l'ordre supérieur en α_s : W + 1 jet. Le boson W acquiert alors une impulsion transverse non nulle. Il est intéressant de noter que la production d'un W accompagné d'un quark c est possible avec les partons initiaux $g + s$ par exemple, mais que la production de $W + b$ est fortement réduite puisqu'elle nécessite un quark *top* dans l'état initial. De plus, l'état initial $g + b$ conduit à l'état final W + *top* : la production de *"single top"* dans le canal $W + t$ est un processus de type W + jets, mais il est traité à part à cause des particularités du quark *top*.

A l'ordre supérieur en α_s, on dénombre une dizaine de diagrammes possibles. Les compositions en saveurs des partons de l'état final évoluent en fonction de l'ordre du calcul. Le tableau montre par exemple que la proportion des saveurs lourdes dans les événements de type W + jets augmente en fonction de la multiplicité en jets. Elles sont produites en paires $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ à partir d'un gluon. Le nombre de diagrammes possibles croît très rapidement en fonction du nombre de partons dans l'état final, ce qui rend difficile les calculs de sections efficaces. De plus, les jets produits avec le boson W sont principalement issus de bremsstrahlung de QCD, qui est caractérisé par des divergences infra-rouges et colinéaires.

Les sections efficaces des processus W+ $\leq$ 1 jet au TeVatron sont données à l'ordre LO dans le tableau 1.3. Les fonctions de densité partoniques utilisées sont CTEQ5L. Les coupures

partoniques sur les partons finaux sont de $p_T^{parton} > 8$ GeV/c, $|\eta^{parton}| < 3.5$ avec une distance entre partons supérieure à $\Delta R > 0.4$. Le lepton généré issu du W doit satisfaire $|\eta^l| < 10$. Au LHC, ces sections efficaces sont entre dix et vingt fois plus grandes [16]. Par exemple, la section efficace $\sigma(pp \to W+4 \text{ partons}) \times BR(W \to l\nu)$ utilisée dans l'analyse à ATLAS est de 256 pb.

TAB. 1.3 – *Récapitulatif des différents processus $W+jets$ avec leur section efficace de production au TeVatron. La section efficace, donnée au premier ordre donnée par* ALPGEN, *a été pondérée par le rapport d'embranchement $BR(W \to l\nu) = 10.68\%$. Un jet léger (u,d,s ou g) est noté j alors que J inclut aussi les jets de quark c. Les autres processus comme la production de W avec au moins quatre quarks lourds ne sont pas pris en compte parce que leur section efficace est considérée comme négligeable.*

W+1 parton		W+2 partons		W+3 partons		W+4 partons		W+5 partons	
processus	σ (pb)	processus	σ (pb)	processus	σ (pb)	processus	σ (pb)	processus	σ (pb)
Wj	1600	Wjj	517	Wjjj	163	Wjjjj	49.5		
Wc	51.8	Wcj	28.6	Wcjj	19.4	Wcjjj	3.15		
		$Wb\bar{b}$	9.85	$Wb\bar{b}J$	5.24	$Wb\bar{b}Jj$	2.36	$Wb\bar{b}Jjj$	0.939
		$Wc\bar{c}$	24.3	$Wc\bar{c}J$	12.5	$Wc\bar{c}Jj$	5.83	$Wc\bar{c}Jjj$	2.36

Les événements $W + jets$ présentent la signature recherchée : un lepton énergétique et une importante énergie transverse manquante due au neutrino, plusieurs jets dont certains sont de grande énergie transverse et centraux et, dans une moindre mesure, des jets de saveurs lourdes. En tenant compte des effets de reconstruction, des jets de saveur légère peuvent être étiquetés b, reproduisant ainsi les caractéristiques topologiques des événements $t\bar{t}$.

1.3.4 Production d'un boson Z/γ^* avec des jets

La production d'événements de type $Z/\gamma^* + jets$ peut être décrite comme une production d'événements multijets dont un quark émet un boson Z/γ^*. Les sections efficaces de production sont inférieures d'un facteur dix environ, par rapport à celles des événements $W + jets$.
Ces processus, contrairement aux fonds multijets, sont caractérisés par la présence de deux leptons énergétiques et isolés avec un rapport d'embranchement de $BR(Z \to l\bar{l}) = 3.4\%$ [3]. Cependant, un lepton peut échapper à l'acceptance du détecteur ou se superposer à un jet hadronique.
Les processus $Z/\gamma^* +$jets comme multijets, n'ont pas de source d'énergie transverse manquante importante. Néanmoins elle peut être engendrée par des effets physiques ou des effets de reconstruction, détaillés dans la partie 1.3.2.
Enfin, au même titre que les événements QCD ou W+jets, les événements Z/γ^*+jets contiennent des jets de saveurs lourdes c ou b dans approximativement les mêmes proportions que dans les événements W + jets. Cependant, les jets légers peuvent aussi être étiquetés comme des jets b. En particulier, les méthodes d'étiquetage qui consistent à rechercher des leptons dans les jets sont sensibles à ces bruits de fond : les recouvrements d'un lepton provenant du Z et d'un jet sont la principale cause d'étiquetage des jets dans les événements $Z/\gamma^* +$ jets. Ainsi, en prenant en compte les mauvaises identifications de jets b, les événements $Z/\gamma^* +$ jets possèdent les caractéristiques topologiques des événements $t\bar{t}$.

1.3.5 Production de paires de bosons vecteurs avec des jets

La production d'événements dibosons WW, WZ/γ^* ou Z/γ^* Z/γ^* accompagnés de jets est un fond à l'étude de $\sigma(t\bar{t})$. Les graphes de Feynmann du processus $q\bar{q} \to W^+W^-$ sont représentés sur la figure 1.3.17. Les sections efficaces *NLO* des processus WW sont de l'ordre de [20] 13 pb (75 pb) au TeVatron (au LHC) et de quatre à sept fois plus petites pour les processus WZ/γ^* et Z/γ^* Z/γ^*.

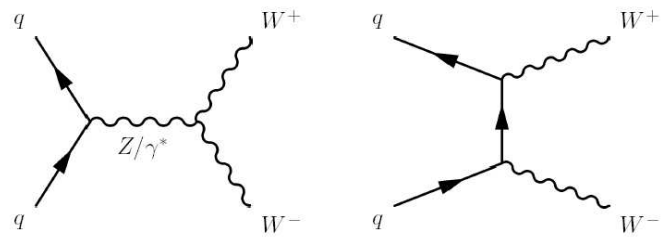


FIG. 1.3.17 – *Graphes de Feynman pour la production de paires de bosons W au premier ordre en α_s.*

Si un des bosons se désintègre hadroniquement, on obtient les états intermédiaires W + jets ou Z + jets détaillés ci-dessus.

1.3.5.1 Production faible de quarks top

Les mécanismes de production et les signatures des trois canaux de *"single top"* ont été décrits auparavant (partie 1.2.3). Les caractéristiques topologiques de ces événements sont proches de celles des événements $t\bar{t}$.

Les événements *"single top"* dans la voie t ont principalement dans l'état final un quark top et deux quarks dont un b souvent émis à grande pseudo-rapidité ($|\eta^b| > 2.5$). Ils ont pour signature expérimentale un lepton énergétique, une importante énergie transverse manquante provenant du neutrino, un jet b provenant du quark *top* et deux jets énergétiques dont un jet b qui ne peut pas être étiqueté s'il est reconstruit en dehors de l'acceptance du détecteur de traces. Les événements *"single top"* dans la voie W + t ressemblent à des événements $t\bar{t}$. L'état intermédiaire est constitué d'un boson W leptonique, d'un boson W hadronique et d'un jet b. Enfin, la production de *"single top"* dans la voie s conduit à la signature expérimentale suivante : un lepton énergétique, une importante énergie transverse manquante et deux jets b. Il est à noter que les radiations de gluons dans les états initial et final peuvent produire des jets énergétiques supplémentaires et engendrer la production d'événements *"single top"* plus proches encore des caractéristiques topologiques des événements $t\bar{t}$.

Chapitre 2

Phénoménologie des événements $t\bar{t}$ dans un modèle à deux doublets de Higgs

Dans cette partie, nous nous plaçons dans une extension possible du Modèle Standard, et allons décrire quelques aspects de la phénoménologie du quark top.

Dans le Modèle Standard, la brisure de la symétrie électrofaible introduit un seul doublet de bosons de Higgs. Cependant, le nombre de doublet de Higgs n'est contraint par aucun principe fondamental ou aucune observable. C'est pourquoi nous choisissons de considérer ici une extension du Modèle Standard avec deux doublets de Higgs. Ce chapitre décrit en quoi la phénoménologie des événements $t\bar{t}$ est différente de celle du Modèle Standard.

2.1 Présentation du modèle

Plusieurs modèles à deux doublets de Higgs existent et ils sont classés en fonction de leurs couplages aux fermions du Modèle Standard. Les modèles de type I ressemblent au Modèle Standard : un seul doublet sert à générer les masses de toutes les particules. Dans les modèles de type II, un doublet fournit les masses des particules de type *"up"* tandis que l'autre fournit les masses des particules de type *"down"*. Ce modèle est similaire au secteur de Higgs des théories supersymétriques. Enfin dans les modèles de type III et IV, les masses des quarks de type *"up"*, *"down"*, et les masses des leptons sont générées par les différents doublets de Higgs [17].

Nous allons présenter une extension non minimale du Modèle Standard avec deux doublets de Higgs de type II.

2.1.1 Le secteur de Higgs

Les modèles à deux doublets de Higgs sont souvent considérés comme des extensions minimales du Modèle Standard. La phénoménologie du secteur de Higgs est modifiée avec un nombre minimal de nouveaux paramètres. Avec deux doublets complexes de Higgs H_1 et H_2, le potentiel de Higgs s'écrit [18] :

$$\begin{aligned} V_H &= (m_1^2 + |\mu|^2) H_1^\dagger H_1 + (m_2^2 + |\mu|^2) H_2^\dagger H_2 - B\mu(\bar{H}_1 H_2 - \bar{H}_2 H_1) \\ &\quad + \frac{g_1^2 + g_2^2}{8}(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 + \frac{g_2^2}{2}|H_1^\dagger H_2| \end{aligned} \tag{2.1.1}$$

La symétrie électrofaible étant brisée spontanément à basse énergie, les champs de Higgs obtiennent des valeurs non nulles dans le vide : $< H_1 >= (v_1, 0)$ et $< H_2 >= (0, v_2)$. On introduit alors un paramètre fondamental du modèle qui est le rapport des deux valeurs moyennes des champs de Higgs dans le vide :

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$$

Le potentiel de Higgs est alors décrit par les quatre paramètres libres suivants : $m_1^2 + |\mu|^2$, $m_2^2 + |\mu|^2$, $B\mu$, et $\tan\beta$. Pour que le potentiel de Higgs ait un minimum, deux relations lient ces paramètres :

$$\begin{cases} v_1(m_1^2 + |\mu|^2) &= v_2(B\mu)^2 - v_1(g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2)/4 \\ v_2(m_2^2 + |\mu|^2) &= v_1(B\mu)^2 - v_2(g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2)/4 \end{cases}$$

Comme dans le Modèle Standard, trois degrés de liberté des champs de Higgs initiaux sont absorbés par les bosons $W^\pm$ et Z. Ils acquièrent alors une masse. La photon reste toujours de masse nulle :

$$\begin{cases} m_W^2 &= (g_1^2 + g_2^2)(v_1^2 + v_2^2)/2 \\ m_Z^2 &= g_1^2(v_1^2 + v_2^2)/2 \\ m_\gamma &= 0 \end{cases}$$

Il reste alors cinq degrés de liberté, qui constituent les champs physiques de la théorie. On compte deux bosons de Higgs neutres scalaires notés h et H, un boson de Higgs neutre pseudo-scalaire A et deux bosons de Higgs chargés notés $H^\pm$. Les masses de ces particules apparaissent dans le lagrangien par les termes d'auto-couplage. Elles sont reliées entre elles comme illustré sur la figure 2.1.1 selon :

$$\begin{cases} m_A^2 &= m_1^2 + m_2^2 + 2|\mu|^2 \\ m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + m_W^2 \\ m_{h/H}^2 &= \left[m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}\right]/2 \end{cases}$$

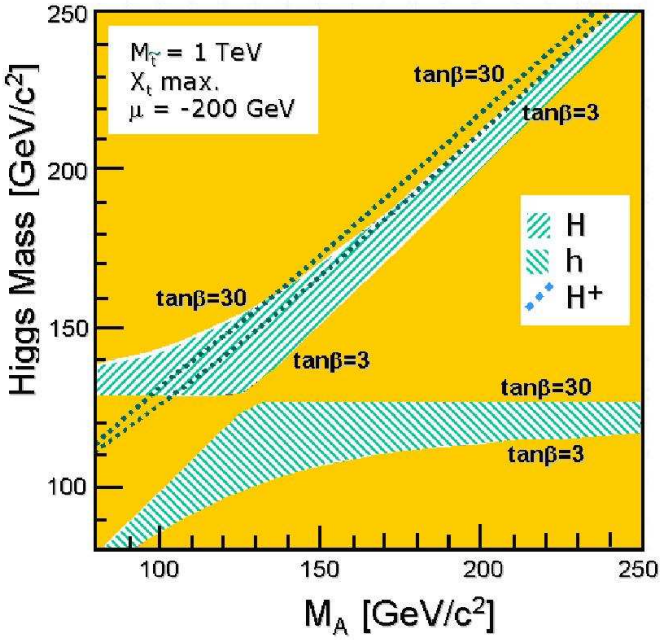


FIG. 2.1.1 – *Evolution des masses de bosons de Higgs dans le plan* $(\tan\beta, m_A)$

Ces relations, à l'ordre dominant, contraignent les masses des bosons de Higgs à la classification suivante : $m_{H^\pm} \geq m_W$, $m_A \geq m_h$ et $m_H \geq m_Z \geq m_h$. Lorsque l'on prend en compte

les corrections radiatives, la limite supérieure pour la masse du boson h est d'environ 130 GeV/c^2.

On note que le spectre de masse des bosons de Higgs dépend uniquement des deux degrés de liberté restant dans le potentiel de Higgs. Dans la suite, on prendra comme degrés de liberté $\tan\beta$ et $m_{H^\pm}$.

2.1.2 Couplage des fermions aux bosons de Higgs chargés

Dans un modèle à deux doublets de Higgs de type II, les termes restants dans le lagrangien de Higgs sont de la forme :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{g}{2\sqrt{2}m_W} V_{ij} H^\pm \bar{u}_i \left[m_{u_i}\cot\beta(1-\gamma_5) + m_{d_i}\tan\beta(1+\gamma_5)\right] d_j + h.c. \\ &\quad + \frac{g}{2\sqrt{2}m_W} m_l H^\pm \bar{\nu}\tan\beta(1+\gamma_5) l + h.c.\end{aligned}$$

où V_{ij} sont les éléments de la matrice *CKM*, u_i, d_j, l et ν désignent respectivement les quarks de type *"up"* et *"down"* les leptons et les neutrinos.

Par exemple, pour la troisième famille de fermions, les largeurs des processus $H^\pm \to tb$ et $H^\pm \to \tau\nu_\tau$, dans les régions cinématiquement accessibles, sont de la forme :

$$\begin{aligned}\Gamma(H^\pm \to tb) &\propto m_t^2\cot^2\beta + m_b^2\tan^2\beta \\ \Gamma(H^\pm \to \tau\nu_\tau) &\propto m_\tau^2\tan^2\beta\end{aligned}$$

Ainsi, le couplage des bosons de Higgs chargés aux quarks présente un minimum à $\tan\beta = \sqrt{m_q/m_{q'}}$. Il est de l'ordre de $\tan\beta = 6.5$ pour la troisieme famille de quarks. Le couplage des bosons de Higgs chargés aux leptons augmente en fonction de $\tan\beta$. De plus, de couplage est proportionnel aux masses des fermions ; c'est pourquoi la troisième famille de fermions est très liée à ces bosons chargés.

2.1.3 Désintégration des bosons de Higgs chargés

Nous avons mis en évidence les principales caractéristiques des couplages des particules du Modèle Standard aux bosons de Higgs chargés, en fonction des deux paramètres $\tan\beta$ et $m_{H^\pm}$. Il est désormais possible de dégager quelques conséquences des équations précédentes. Le plan $(\tan\beta, m_{H^\pm})$ peut se partager en trois régions :

- Pour des bosons de Higgs chargés lourds ($m_{H^\pm} \geq m_{top}$), la désintégration $H^\pm \to tb$ est cinématiquement permise et est le mode de désintégration principal. C'est un mécanisme supplémentaire à la production de *single top* en voie s.
- Par contre, à "grand" $\tan\beta$ ($\tan\beta \geq 2$) et pour $m_{H^\pm} \leq m_{top}$, les bosons de Higgs chargés se désintègrent préférentiellement en $\tau\nu_\tau$.
- Enfin, pour $\tan\beta \leq 2$ et pour $m_{H^\pm} \leq m_{top}$, les désintégrations favorisées sont $H^\pm \to cs$ et, dans une moindre mesure, $H^\pm \to bc$.

2.1.4 Contraintes théoriques et expérimentales

Les contraintes théoriques que doivent respecter $\tan\beta$ et $m_{H^\pm}$ sont les suivantes. Les calculs en régime perturbatif sont valides si le couplage au vertex $H^\pm - t - b$ (noté $g^2_{H^\pm tb}$) est inférieur

à 1. La condition $g^2_{H^\pm tb}/4\pi < 1$ se traduit sur $\tan\beta$ par $0.3 \lesssim \tan\beta \lesssim 150$.

Les recherches directes des bosons des Higgs chargés menées au LEP et au TeVatron n'ont montré aucune déviation par rapport au Modèle Standard. Elles conduisent cependant à l'exclusion de certaines régions de l'espace des paramètres comme le montre la figure 2.1.2 [3].

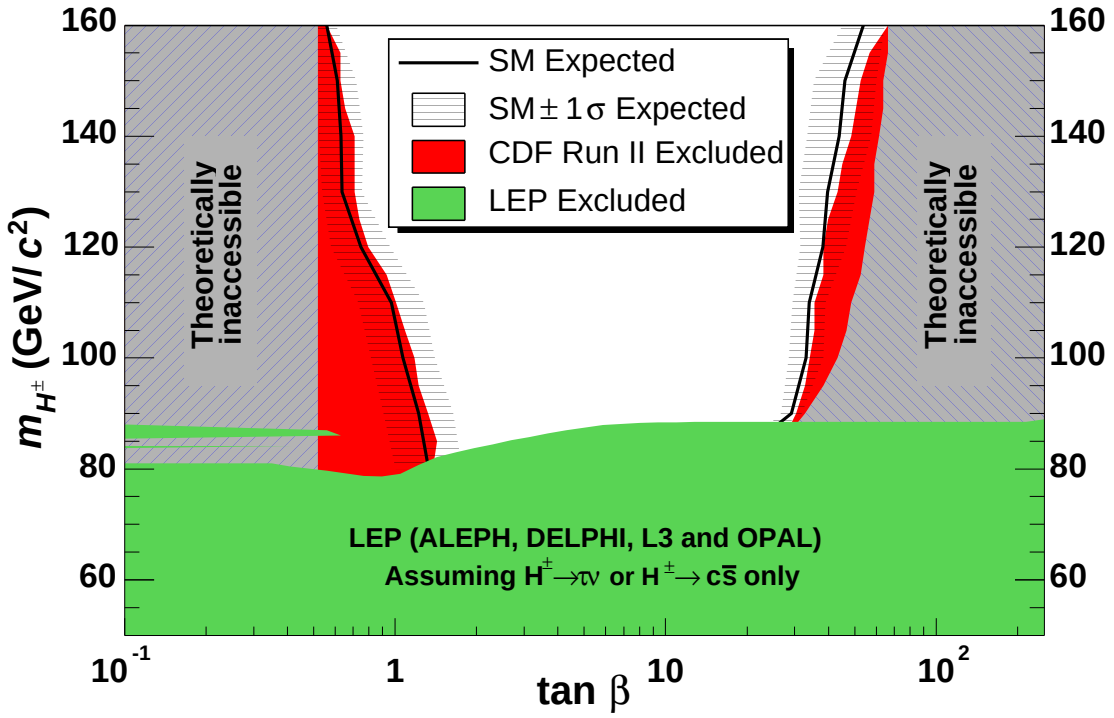


FIG. 2.1.2 – *Zones d'exclusion dans le plan* $(\tan\beta, m_{H^\pm})$ *correspondant à la recherche de bosons de Higgs chargés supersymétriques. Les contours d'exclusion sont issus des résultats du LEP, du TeVatron, et des contraintes théoriques.*

Les contraintes sur les bosons de Higgs chargés peuvent aussi provenir de mesures indirectes. La présence de tels boson entrainerait des effets sur certaines observables du Modèle Standard. Par exemple, les taux de désintégrations $b \to s\gamma$ sont modifiés au niveau des corrections radiatives par la présence de bosons de Higgs chargés. La combinaison des résultats des collaborations BELLE, CLEO et ALEPH permet d'obtenir la limite $m_{H^\pm} > 316\ GeV/c^2$ à 95% de niveau de confiance [21]. Cependant, cette limite indirecte dépend du modèle envisagé.

2.2 Signature des événements $t\bar{t}$

La phénoménologie des paires $t\bar{t}$ est modifiée par la présence de bosons de Higgs chargés. Ce dernier doit être nécessairement léger ($m_{H^\pm} \leq m_{top} - m_b$) pour être issu des désintégrations des quarks top. En fonction des valeurs de $\tan\beta$ et $m_{H^\pm}$, l'état final $t\bar{t}$ peut être modifié. Nous allons donc décrire certaines particularités des événements $t\bar{t}$ dans un modèle à deux doublets de Higgs.

2.2.1 Production de $H^{\pm}$ dans les événements $t\bar{t}$

Seule une partie de l'espace des paramètres peut modifier la signature attendue des événements $t\bar{t}$. La figure 2.2.3 montre le rapport d'embranchement du quark top en $H^{\pm}b$ dans le plan $(\tan\beta, m_{H^{\pm}})$, correspondant à la production d'un boson de Higgs chargé issu d'un quark top. Ce rapport diminue avec $m_{H^{\pm}}$ et montre un minimum à $\tan\beta \approx 7$.

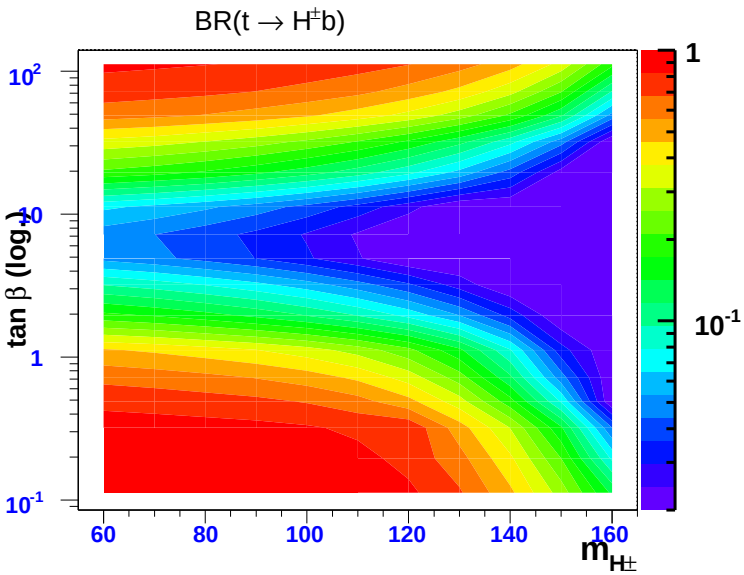


FIG. 2.2.3 – *Rapport d'embranchement* BR(t → H$^{\pm}$b) *dans le plan* $(\tan\beta, m_{H^{\pm}})$, *obtenus avec le générateur* TOPREX *[19].*

On peut dès lors affirmer que cette région intermédiaire, pour laquelle $\tan\beta \approx 7$, sera difficilement accessible à l'expérience : la désintégration $t \to Wb$ est privilégiée et la signature des événements $t\bar{t}$ ressemble alors à celle attendue dans le cadre du Modèle Standard. Inversement, dans les régions à petit ou grand $\tan\beta$, les déviations par rapport aux signatures $t\bar{t}$ attendues sont importantes.

2.2.2 Etats finaux dans les événements $t\bar{t}$

Selon les valeurs de $\tan\beta$ et $m_{H^{\pm}}$, les quarks peuvent donner plusieurs états finaux. Les figures 2.2.4 montrent les rapports d'embranchement des bosons $H^{\pm}$ en tb, cs ou $\tau\nu_{\tau}$. On distingue trois régions dans le plan $(\tan\beta, m_{H^{\pm}})$ pour $m_{H^{\pm}} \leq m_{top} - m_b$.

Tout d'abord plaçons nous à grande valeur de $\tan\beta$, supérieure à 3. Les bosons $H^{\pm}$ se désintègrent presque exclusivement en leptons $H^{\pm} \to \tau\nu_{\tau}$. Cela favorise les canaux "$t\bar{t} \to \tau$+jets" et "dileptons", au détriment des autres canaux "lepton+jets", et "tout hadronique". La multiplicité moyenne en jets est alors plus faible que celle attendue dans le cadre du Modèle Standard. De même, les sections efficaces de production des événements $t\bar{t}$ dans les canaux "electron+jets" et "muon+jets" sont plus faibles, comme l'indique la figure 2.2.5.

Ensuite considérons la région $\tan\beta < 3$ et pour des faibles masses de bosons $H^{\pm}$ ($m_{H^{\pm}} < 140\ GeV/c^2$). Les désintégrations majoritaires sont $H^{\pm} \to cs$. La multiplicité moyenne des événements $t\bar{t}$ est supérieure à celle prédite par le modèle Standard. L'état final $t\bar{t}$ favorisé

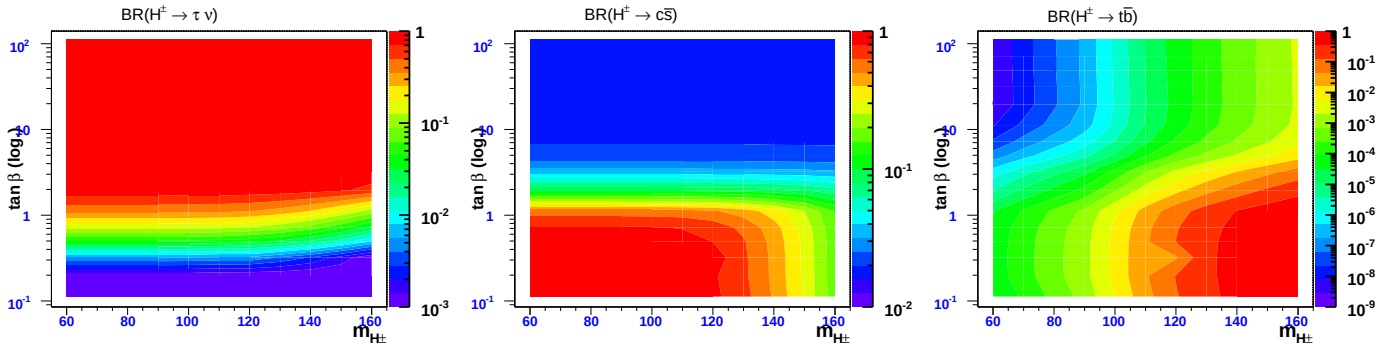


FIG. 2.2.4 – *Rapports d'embranchement des bosons $H^{\pm}$ en $\tau\nu_{\tau}$ (à gauche), cs (au centre) ou tb (à droite), en fonction de* $\tan\beta$ *et* $m_{H^{\pm}}$. *Ils ont été obtenus avec le générateur* TOPREX.

ici est le canal tout hadronique. Ici encore, les sections efficaces de production des événements $t\bar{t}$ dans les canaux "électron+jets" et "muon+jets" sont plus faibles.

Enfin, dans la région $\tan\beta < 3$ et $m_{H^{\pm}} > 140\ GeV/c^2$, les bosons de Higgs se désintègrent en quark top hors couche de masse $H^{\pm} \rightarrow t^{*}b$. L'état final correspondant à un quark top dans cette région est constitué d'un boson W et de trois quarks b selon le schéma suivant : $t \rightarrow H^{\pm}b \rightarrow (tb)b \rightarrow (Wb\bar{b})b$. Ainsi, si les paramètres du secteur de Higgs appartiennent à cette région, les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par au moins quatre jets b. Cependant, le jet b provenant du boson $H^{\pm}$ a tendance à être peu énergétique ($E^{b} < 10\ GeV$).

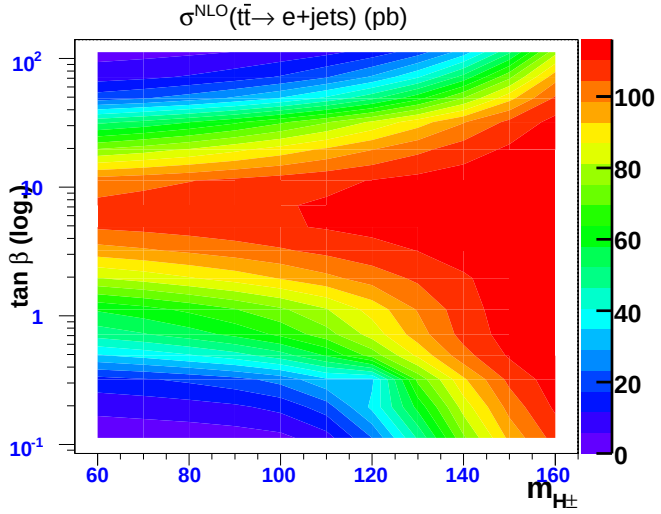


FIG. 2.2.5 – *Sections efficaces NLO de production d'événements* $t\bar{t}$ *dans le canal "electron+jets" dans le plan* $(\tan\beta, m_{H^{\pm}})$. *Dans le cadre du Modèle Standard,* $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow e + jets)^{NLO} = 116\ pb$ *au LHC. Les valeurs ont été obtenues avec le générateur* TOPREX *puis renormalisées à la section efficace* $\sigma(t\bar{t})^{NLO}$.

Ainsi, la phénoménologie des événements $t\bar{t}$ dans une extension du Modèle Standard à deux doublets de Higgs est particulière. Elle fait apparaître de nouveaux états finaux, qui se distinguent de ceux attendus dans le cadre du Modèle Standard par une plus forte présence de leptons τ, ou une multiplicité en jets supérieure. Dans tous les cas, les sections efficaces de production des événements $t\bar{t}$ dans les canaux "electron+jets" et "muon+jets" sont plus faibles. Cette observation ouvre la voie à de possibles recherches de bosons de Higgs chargés par des déviations dans les mesures des sections efficaces de production de paires de quarks top.

2.3 Conclusion : enjeux de la mesure de section efficace de quarks top

Le Modèle Standard des interactions électrofaibles a été rapidement décrit dans ce chapitre. Le quark top tient un rôle particulier dans le Modèle Standard en raison de ses caractéristiques et notamment de sa masse, mesurée à une valeur proche de l'échelle électrofaible.

La phénoménologie du quark top auprès de collisionneurs hadroniques est ensuite présentée. Les modes de production et les signatures des événements contenant des quarks top sont décrits. Les processus de fonds au signal de production de paires de top sont présentés avec leurs principales caractéristiques.

L'enjeu de la mesure de la section efficace de paires de quark top est important. Cette mesure est intéressante non seulement pour avoir accès à des paramètres du Modèle Standard, mais aussi parce qu'elle est sensible à de nouvelles théories.

Dans le cadre du Modèle Standard, la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ permet une caractérisation précise de l'interaction forte à des énergies de l'ordre de 350 GeV. Elle permet aussi de remonter aux propriétés du spin du quark top. Enfin, elles devraient permettre une détermination de la masse du quark top puisque la section efficace $t\bar{t}$ dépend fortement de la valeur de cette masse.

Des signes de nouvelle physique peuvent apparaître dans le secteur du quark top par l'intermédiaire de bosons supplémentaires lourds auxquels il se couplerait. Ces bosons, issus des théories supersymétriques (h, A, H), ou de grande unification (Z'), ou encore de la technicouleur (π_t), peuvent en effet contribuer de manière significative à la section efficace de production $t\bar{t}$. En particulier, dans le cadre des modèles supersymétriques, le couplage du quark top au Higgs chargé sera testé rapidement dès les premières mesures de section efficace de production, à partir d'éventuelles déviations observées dans la production de paires de quark top (lorsque le boson de Higgs chargé est léger) ou dans la production de *"single-top"* (lorsque le boson de Higgs chargé est lourd).

Deuxième partie

Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans l'expérience DØ

Chapitre 3

Des collisions aux objets reconstruits

3.1 Introduction

Le TeVatron est un anneau collisionneur installé dans la banlieue de Chicago à Fermilab, FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory). C'est le dernier étage d'un ensemble d'accélérateurs, fournissant ainsi des faisceaux de protons et d'anti-protons de 980 GeV. Deux expériences de physique des particules sont établies aux deux points de collisions BØ et DØ du TeVatron. Les détecteurs CDF et DØ, placés en ces deux points, permettent de reconstruire et d'identifier les produits finaux des collisions. Il est alors possible de remonter au processus physique initial, nous donnant des informations sur la physique de l'infiniment petit qui a pris part à ces collisions.
Après la découverte du quark top au Run I du TeVatron, il est devenu très important de mesurer les propriétés du boson W et des quarks top et b. Le projet d'une période de prise de données de haute luminosité accompagnée d'une montée en énergie des faisceaux était de plus motivé par l'extension significative des potentialités de découverte du boson de Higgs et de signes de nouvelle physique. Le run II du TeVatron prévoit un accroissement de l'énergie dans le centre de masse, passant de 1.8 TeV à 1.96 TeV, ainsi qu'un accroissement la luminosité instantanée en deux phases. Le run IIa a fonctionné à $\mathcal{L} \sim 1 \cdot 10^{32}\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et a accumulé ~ 2 fb^{-1} de données. Le run IIb prévoit une luminosité instantanée jusqu'à $5 \cdot 10^{32}\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, permettant d'accumuler entre 4 et 8 fb^{-1} de données d'ici le démarrage du LHC.

3.2 Le complexe d'accélération de Fermilab

Le TeVatron est le dernier étage d'un ensemble de 7 accélérateurs.

- Le premier est un **pré-accélérateur** de type Cockcroft-Walton : il fournit des ions H^- de 750 keV à partir d'un gaz de di-hydrogène.
- Un **linac** accélère ensuite ces ions jusqu'à 400 MeV ; ils sont alors envoyés sur une cible mince de carbone pour les débarrasser de leurs électrons.
- Les protons sont envoyés dans le premier synchrotron, le **booster**, qui les accélère jusqu'à une énergie de 8 GeV.
- L'accélérateur suivant, l'**injecteur principal**, a plusieurs fonctions. Il regroupe le faisceau en paquets de $2,6 \cdot 10^{11}$ protons et les accélère jusqu'à une énergie de 150 GeV. Il permet également de produire des faisceaux de 120 GeV de haute intensité ($2 \cdot 10^{12}$ protons)

utilisés pour la production d'anti-protons et pour d'autres expériences sur cibles fixes. Sa troisième fonction est d'accélérer les paquets d'anti-protons jusqu'à 150 GeV pour les envoyer ensuite dans l'anneau du **TeVatron**.

- Les anti-protons sont créés lors de la collision du faisceau de protons de haute intensité avec une cible de nickel, et focalisés par un lentille magnétique en lithium. Le rendement total est très faible, environ 10^{-5}. Leur dispersion en impulsion longitudinale est relativement grande. Le **debuncher** est un accélérateur de forme triangulaire dont le but est de réduire ces dispersions. Il opère selon deux approches : il stabilise l'énergie des anti-protons autour de 8 GeV à l'aide de cavités radio-fréquences en opérant des rotations d'espace de phase, et par refroidissement stochastique. Le faisceau perd alors sa structure en paquets au profit d'une meilleure résolution en énergie.
- L'**accumulateur** reçoit le faisceau continu d'anti-protons provenant du **debuncher** et le stocke pendant plusieurs heures jusqu'à ce que son intensité soit suffisamment grande. Le refroidissement stochastique se poursuit, et finalement les anti-protons sont regroupés en paquets.
- Le **recycleur** est utilisé depuis 2005 pour améliorer l'intensité et la focalisation du faisceau d'anti-protons. Pour cela, des méthodes de refroidissement stochastique et de refroidissement à l'aide d'un faisceau d'électrons de 4.8 MeV sont utilisées. Contrairement à l'objectif initial du **recycleur**, les précieux anti-protons restant à la fin d'une période de collisions du TeVatron ne sont pas réutilisés et intégrés aux anti-protons provenant de l'**accumulateur**.
- Le **TeVatron** est le dernier étage dans la chaîne d'accélération des protons et des anti-protons. D'un diamètre de 2 km, il accélère les particules jusqu'à 980 GeV. Ces caractéristiques imposent l'utilisation d'un millier d'aimants supra-conducteurs produisant un champ magnétique jusqu'à 4 T et refroidis par de l'hélium liquide. Les protons et anti-protons voyagent en sens opposé tout en partageant le même tube à vide. Le faisceau est composé de trois super-paquets, eux-mêmes découpés en douze paquets de $2,6 \cdot 10^{11}$ protons (ou de $3 \cdot 10^{10}$ anti-protons), opérant ainsi $2.5 \cdot 10^6$ collisions par seconde. Le **TeVatron** est équipé de lentilles (ensemble de quadrupôles focalisant-défocalisant) focalisant les faisceaux aux deux points de collisions BØ et DØ où sont installés les deux détecteurs.

La luminosité fournie par le TeVatron s'exprime comme [22] :

$$\mathcal{L} = \frac{f_0 N_P N_{\bar{P}}}{2\pi(\sigma_P^2 + \sigma_{\bar{P}}^2)} H\left(\frac{\beta^*}{\sigma_l}\right) \tag{3.2.1}$$

$$\approx 1 \cdot 10^{32} cm^{-2}.s^{-1} \quad \text{pour le régime de fonctionnement du Run IIa.} \tag{3.2.2}$$

où f_0 est la fréquence de révolution, N_P ($N_{\bar{P}}$) le nombre de protons (anti-protons) par paquet et σ_P ($\sigma_{\bar{P}}$) la variance de la section des paquets de protons (anti-protons) dans le plan orthogonal à leur trajectoire. H est un facteur de forme rendant compte de la longueur finie des paquets (σ_l) au point de collision et de la valeur de la fonction β^*, qui caractérise la focalisation longitudinale des faisceaux en ce point.

D'après cette relation, les principales limitations sur la luminosité sont la taille des faisceaux et le nombre de particules dans l'anneau. C'est effectivement le nombre d'anti-protons qui est

le facteur limitant sur la luminosité au TeVatron et qui a motivé les améliorations du recycleur, opérationnel pour le run IIb dès l'été 2006. Le tableau 3.1 indique les principales caractéristiques des faisceaux du TeVatron et leur évolution depuis le début du Run I. La figure 3.2.1 montre l'évolution de la luminosité depuis le début du run II. Les données analysées dans cette thèse correspondent à la période entre août 2002 et août 2004.

TAB. 3.1 – *Caractéristiques des faisceaux du TeVatron depuis le début du Run I.*

Caractéristique	Run Ia	Run Ib	Run IIa	Run IIb
Energie des faisceaux (GeV)	900		980	
Nombre de paquets $N_P \times N_{\bar{P}}$	6×6		36×36	
Protons par paquets (10^{10})	20	23	26	26
Anti-protons par paquets (10^{10})	3.1	6.5	3.4	5.2
Nombre d'interactions par croisement	0.85	3.0	2.3	6.0

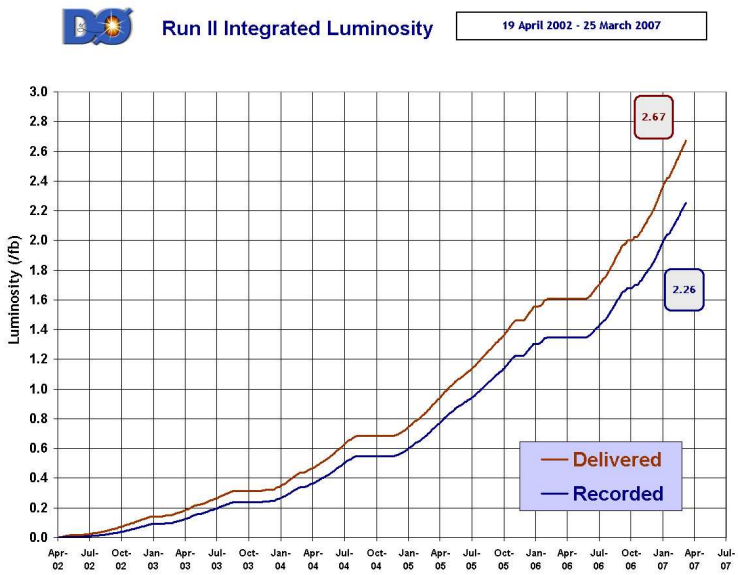


FIG. 3.2.1 – *Evolution de la luminosité intégrée délivrée par le TeVatron (en rouge), et correspondant aux données enregistrées sur bande par le détecteur DØ(en bleu) pour le Run II depuis avril 2002.*

3.3 Le détecteur DØ

3.3.1 Description générale

Le détecteur DØ a été proposé dès 1983 pour étudier la physique des collisions protons-antiprotons, et en particulier les particules non encore détectées comme le quark top, et les phénomènes à haut moment transverse. Assemblé au début des années 1990, il permit, conjointement avec le détecteur CDF, de découvrir le quark top à l'aide des données du Run I du TeVatron. Il est composé de trois sous-ensembles concentriques :

- au centre, un détecteur de traces plongé dans un champ magnétique : il permet d'identifier et mesurer l'impulsion des particules chargées ;
- le système de calorimétrie, méthode destructive, pour mesurer l'énergie des électrons, photons et jets hadroniques ;
- un spectromètre externe, destiné à l'identification et la reconstruction des muons.

Afin de s'adapter à l'augmentation de la luminosité instantanée et d'améliorer les mesures de précision, les sous-détecteurs ont subi plusieurs modifications pour le démarrage du Run II.

Un solénoïde supra-conducteur produisant un champ magnétique de 2 T a ainsi été ajouté ; la chambre à dérive a été remplacée par un détecteur de vertex en silicium et un trajectographe à fibres scintillantes. Des détecteurs de pieds de gerbe on été ajoutés afin d'améliorer la reconstruction des électrons et leur discrimination par rapport aux pions. Le système à muons a été étoffé alors qu'une majeure partie de l'électronique du calorimètre a été remplacée par un système plus rapide afin de pallier la diminution d'un facteur 10 du temps de croisement entre les faisceaux. Enfin, des détecteurs à protons ont été installés à grande rapidité pour étudier la physique diffractive. La figure 3.3.2 montre une coupe longitudinale du détecteur DØ.

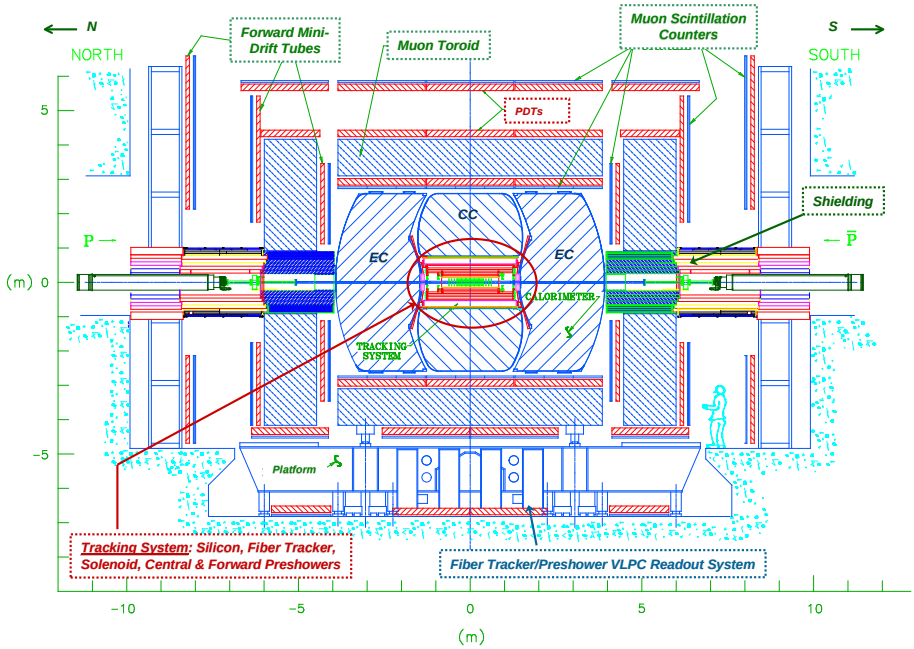


FIG. 3.3.2 – *Représentation schématique du détecteur DØau Run II.*

Le détecteur possède une symétrie cylindrique (hormis les détecteurs à muons) par rapport à l'axe des faisceaux. Les faisceaux ne sont pas polarisés et sont symétriques en énergie : le détecteur est symétrique selon le plan médian à l'axe des faisceaux. Le système de coordonnées cylindriques est défini par l'axe (Oz) dirigé selon le sens de circulation des protons. Il définit aussi le plan transverse dans lequel sont mesurées les impulsions et énergies transverses (p_T et E_T). La direction des objets dans le plan transverse est repérée par l'angle azimutal noté ϕ. En physique des collisions hadroniques, plutôt que l'angle polaire θ les physiciens préfèrent utiliser la pseudo-rapidité η, quantité équivalente à la rapidité y, invariante de Lorentz, pour des particules ultra-relativistes :

$$\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2}) \quad \xrightarrow{\text{limite relativiste } mc^2/E\to 1} \quad y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_Z}$$

Cette quantité permet de décrire la distribution des processus multijets : leur section efficace différentielle en fonction de η est en effet constante sur une large plage en η. En général, la quadri-impulsion d'une particule est donnée en fonction de l'angle azimutal et de la pseudo-rapidité par :

$$p_\mu \ : \begin{pmatrix} E \\ p_x = E\sin\theta\cos\phi \\ p_y = E\sin\theta\sin\phi \\ p_z = E\cos\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p_x = E\cos\phi/\cosh\eta \\ p_y = E\sin\phi/\cosh\eta \\ p_z = E\tanh\eta \end{pmatrix}$$

Enfin les objets reconstruits dans le détecteur peuvent être localisés dans le plan (η, ϕ), et l'on peut définir la variable R comme la distance entre deux objets dans ce plan : $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

3.3.2 Le trajectographe

Au plus près du faisceau se trouvent deux détecteurs de traces (SMT et CFT) et l'aimant solénoïdal. Ils permettent de reconstruire les traces des particules chargées et de mesurer leur impulsion, les vertex primaires issus du processus dur et des interactions de biais minimum et les vertex secondaires. Ils doivent répondre à la nécessité de couvrir la zone lumineuse (de longueur ~30 cm) fixée par les dimensions des faisceaux, avec une large acceptance jusqu'à $|\eta_{\text{det}}| < 2.5$ afin d'être mis en coïncidence avec les autres sous-détecteurs. Les matériaux choisis doivent supporter les hautes doses de radiation du Run II tout en offrant une perte linéique d'énergie aussi faible que possible. La figure 3.3.3 donne une vue d'ensemble du trajectographe.

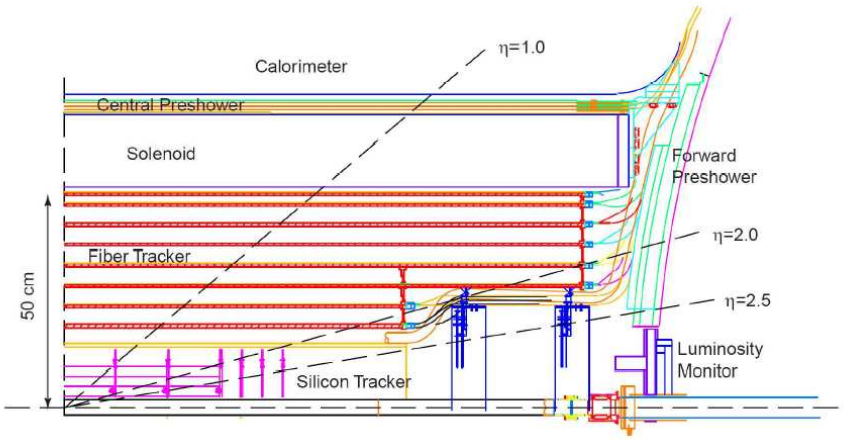


FIG. 3.3.3 – *Vue schématique d'un quadrant longitudinal de la partie centrale du détecteur DØ.*

Le SMT (*Silicon Microstrip Tracker*) est basé sur le principe de fonctionnement des semi-conducteurs dopés p-n (diodes polarisées en inverse). Lorsqu'une particule chargée traverse le silicium, elle crée en moyenne une paire électron-trou pour 3.6 eV d'énergie déposée. Le champ électrique provenant de la tension de désertion permet de séparer ces paires. Ces dernières sont collectées au bout de 8 ns pour les électrons et 25 ns pour les trous, aux bornes des diodes spatialement proches du dépôt d'énergie.
Agencé de manière à avoir une bonne herméticité, ce détecteur est composé de 6 barillets d'un rayon interne de 2.7 cm et d'un rayon externe de 10.5 cm placés autour du tube à vide du TeVatron et complétés par 6 disques verticaux intercalés entre chaque barillet. Pour améliorer l'acceptance du module central, 10 disques verticaux sont installés aux extrémités de l'ensemble. Ce dispositif permet la reconstruction des traces jusqu'à $|\eta_{\text{det}}| < 3$. La figure 3.3.4 montre en trois dimensions la structure du SMT. La résolution spatiale sur la position de l'impact entre la particule et la piste de silicium est meilleure que 20 μm [23]. La rapidité des processus physiques mis en jeu dans ce détecteur permet d'envoyer les informations du SMT aux premiers niveaux du déclenchement, et de les utiliser au niveau 2 après numérisation. Pour le Run IIb, le SMT s'est vu ajouter une couche supplémentaire de silicium encore plus proche du tube à vide. Cette couche 0 a pour but de compenser le vieillissement des autres couches sous l'effet des radiations

et des pertes des canaux de lecture.

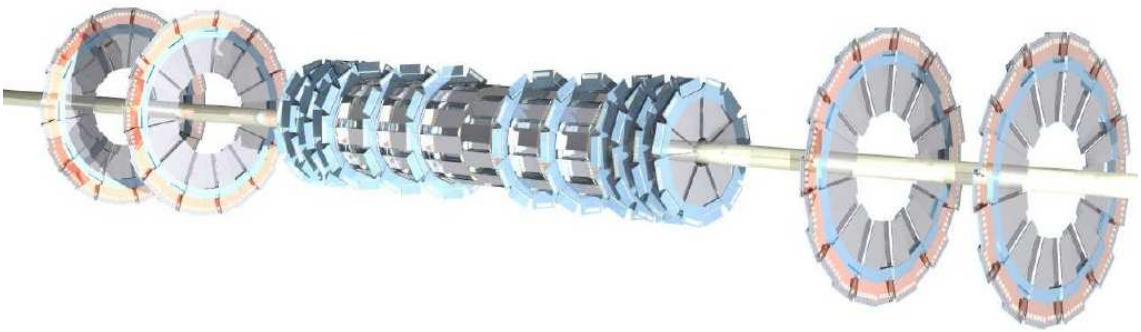


FIG. 3.3.4 – *Représentation en 3D du SMT : barillets, disques F (internes) et disques H (externes), composés de 1 ou 2 couches de semi-conducteurs simple ou double faces*

Le CFT (*Central Fiber Tracking*) complète le SMT pour la reconstruction des traces dans la partie centrale du détecteur ($|\eta_{\rm det}| < 2.0$). C'est un détecteur composé de 8 cylindres concentriques en fibres de carbone sur lesquelles sont fixés deux doublets de fibres scintillantes, l'un étant orienté selon l'axe z, l'autre formant un angle de +3 ou -3 degrés avec eux pour reconstruire une trajectoire en trois dimensions. Ces fibres de 835 μm de diamètre sont en polystyrène dopé à 1% de paraterphényl, et permettent la scintillation dans l'ultra-violet (λ=340 nm) par fluorescence. Un composé fluoré (3-hydroxyflavone) présent en faible quantité dans ces fibres absorbe cette radiation et la réémet dans le visible (λ=530 nm). Chaque fibre scintillante est couplée à une fibre transportant la lumière verte jusqu'à un photo-compteur qui assure la conversion des photons en signal électrique. Les VLPC (Visible Light Photo Counter) utilisés assurent une efficacité quantique de 80% à ces longueurs d'onde et des gains de l'ordre de 10^4. Ils fonctionnent à de très basses températures (10K) afin de réduire le bruit thermique, ce qui nécessite l'utilisation d'un système de refroidissement cryogénique. L'efficacité de détection est déterminée à plus de 99%, pour une résolution spatiale inférieure à 100 μm. La rapidité des processus physiques mis en jeu dans le CFT et la rapidité du transfert le long de la chaîne d'acquisition permettent d'utiliser ces informations dès le premier niveau de déclenchement.

Le solénoïde est indispensable à la mesure de l'impulsions des traces. Il courbe la trajectoire des particules chargées avec un rayon égal à R(m) = 10/3 p_T(GeV/c)/B(T) pour une charge de $\pm e$. La taille de cet aimant est limitée par l'espace disponible à l'intérieur du calorimètre : 2.7 m de longueur pour 0.7 m de rayon. Constitué d'un alliage supra-conducteur à basse température d'aluminium, de cuivre, de niobium et de titane, il permet d'établir un champ magnétique de 2 T uniforme à 0.5% près. Le champ résiduel à la surface externe du calorimètre est d'environ 0.03 T.

Le solenoïde joue aussi le rôle de milieu absorbeur : les gerbes électromagnétiques peuvent commencer à se développer dans cette région puisque le solénoïde a une épaiseur d'environ 0.9 X_0 pour $|\eta| < 1.6$ (La longueur de radiation, X_0 est la distance moyenne que parcourt la particule, dans un matériau donné, avant de perdre 63% (1/e) de son énergie, pour la perte d'énergie par radiation).

3.3.3 La calorimétrie

Le système calorimétrique de DØ est le point fort de l'expérience. Initialement conçu en l'absence d'un champ magnétique central, il a deux rôles fondamentaux : la mesure de l'énergie des particules électromagnétiques et des hadrons ; et l'identification des électrons, photons, muons et jets présents dans l'événement. Il est composé de quatre sous-systèmes : les détecteurs de pieds-de-gerbes, les calorimètres électromagnétiques, hadroniques fins, et hadroniques grossiers. Ils sont répartis en un tonneau central ($|\eta_{\text{det}}| \lesssim 1$), une région intermédiaire ($1 \lesssim |\eta_{\text{det}}| \lesssim 1.3$) et deux bouchons ($1.3 \lesssim |\eta_{\text{det}}| \lesssim 4$), comme illustré sur la figure 3.3.5.

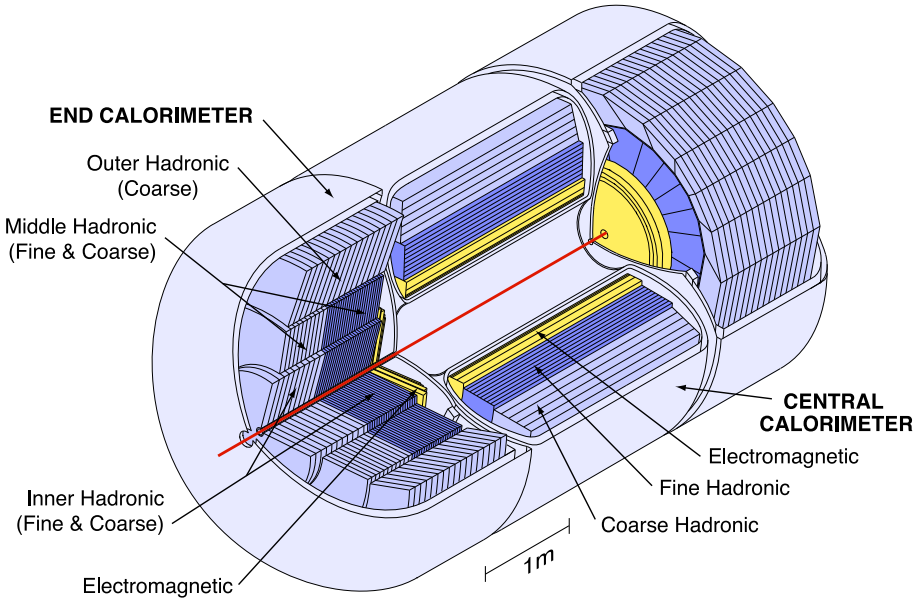


FIG. 3.3.5 – *Calorimètre du détecteur DØ. On distingue la partie centrale et les calorimètres bouchons, enveloppés dans leur cryostat.*

Les détecteurs de pieds-de-gerbes, ou pré-échantillonneurs, ont été installés pour le Run II du TeVatron. Ils ont été conçus afin d'améliorer l'identification et les résolutions en énergie et position des électrons et des photons, dégradées par la présence du solénoïde. Ils participent au déclenchement dès le niveau L1 et à la reconstruction des objets, à la fois comme calorimètres et détecteurs de traces. Le pré-échantillonneur central (CPS pour *Central Pre-Shower*) couvre la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.1$) et est situé entre l'aimant et le cryostat du calorimètre central. Les pré-échantillonneurs avant (FPS pour Forward Pre-Shower) sont fixés sur les bouchons des calorimètres à $1.5 < |\eta_{\text{det}}| < 2.5$. Ces détecteurs sont constitués de 3 (CPS) ou 2x2 (FPS) couches de barreaux de scintillateurs triangulaires, agencés sans espace mort comme le montre la figure 3.3.6, et faisant un angle entre eux d'environ 23° afin de reconstruire en trois dimensions le point d'interaction. Le coeur de chaque barreau accueille une fibre plastique à décalage de longueur d'onde ; la lumière ainsi produite est transmise à des VLPC puis à une électronique de lecture, identiques à ceux du CFT. Faute de temps et de moyens, les détecteurs de pieds-de-gerbes ne sont pas exploités dans la version du code de reconstruction utilisée pour l'analyse des données dans cette thèse. Cependant, l'information du CPS a été incluse dans les versions suivantes, ce qui m'a permis de quantifier l'amélioration de la résolution en énergie et de la discrimination e/π.

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage : le milieu absorbant dans lequel se développent les gerbes est généralement en uranium, et le milieu permettant l'échantillonnage

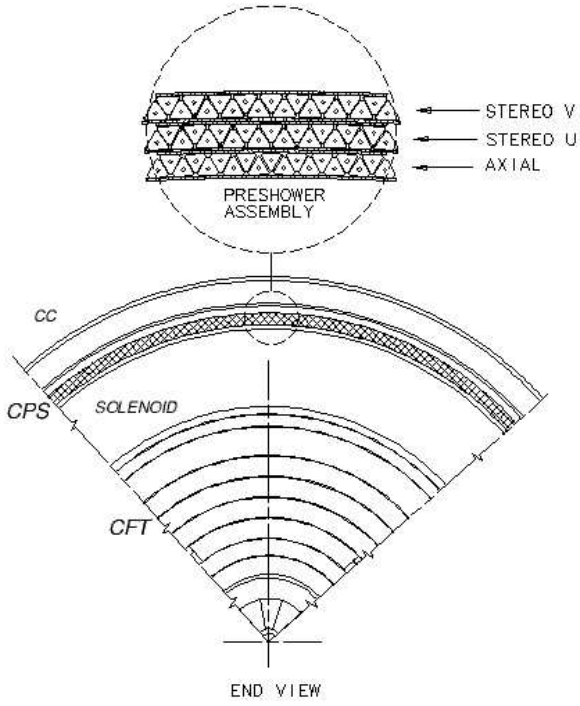


FIG. 3.3.6 – *Coupe du détecteur central de pieds-de-gerbes, avec en agrandissement, la structure triangulaire des fibres.*

de l'énergie des gerbes est quant à lui constitué d'argon liquide. La figure 3.3.7 montre un schéma d'une cellule élémentaire du calorimètre. Elle est formée d'une plaque d'absorbeur et d'une anode de cuivre créant une tension de 2 kV pour un temps de dérive de 450 ns environ. Ce choix de l'argon est motivé par le gain unitaire, la relative simplicité de l'étalonnage, la flexibilité offerte pour la segmentation du calorimètre et enfin par sa résistance aux radiations. Ces raisons contre-balancent l'inconvénient de réaliser un système cryogénique complexe, reposant sur des cryostats de grande taille contenant les détecteurs. Le calorimètre se compose de couches de cellules de lecture, organisées en tours pseudo-projectives de segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ adaptée à la taille d'une gerbe électromagnétique. La figure 3.3.8 représente l'organisation des cellules dans le calorimètre. Chaque partie est composée de trois modules concentriques. Tout d'abord dans la partie interne nous trouvons le calorimètre électromagnétique (EM), de granularité deux fois plus fine pour la 3e couche, qui permet la reconstruction et l'identification des e/γ ainsi que leur discrimination vis-à-vis des jets hadroniques. Ensuite nous avons le calorimètre hadronique à granularité fine (FH) dans lequel se développent les gerbes hadroniques. Enfin, la partie externe est constituée du calorimètre hadronique à granularité grossière (CH) dans lequel s'arrête toute gerbe hadronique. Le tableau 3.2 donne les principales caractéristiques des calorimètres.

La région inter-cryostat, $0.8 < |\eta_{det}| < 1.4$, est occupée essentiellement par les câbles de lecture et d'alimentation des détecteurs internes. Afin de ne pas dégrader la résolution en énergie des objets dans cette région, deux systèmes ont été installés : les détecteurs *massless gaps* (MG) et les détecteurs inter-cryostats (ICD). Les premiers sont des cellules du calorimètre sans absorbeur, et sont installés à l'intérieur des cryostats qui tiennent lieu d'absorbeurs. Les ICD sont des couches de scintillateur attachées aux parois externes des cryostats bouchons et couvrent la région $1.1 < |\eta_{\rm det}| < 1.4$. Ces détecteurs offrent une correction partielle sur l'énergie perdue et une faible résolution. Pour ces raisons, la région inter-cryostat n'est souvent pas prise en

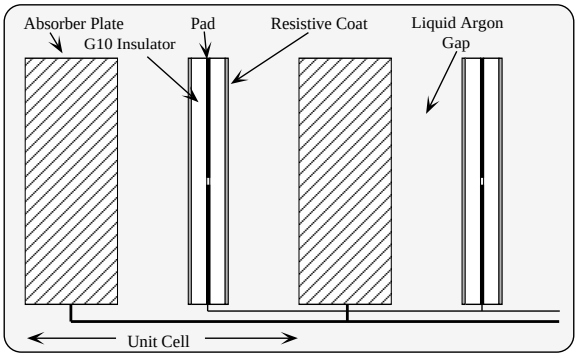


FIG. 3.3.7 – *Schéma d'une cellule élémentaire du calorimètre*

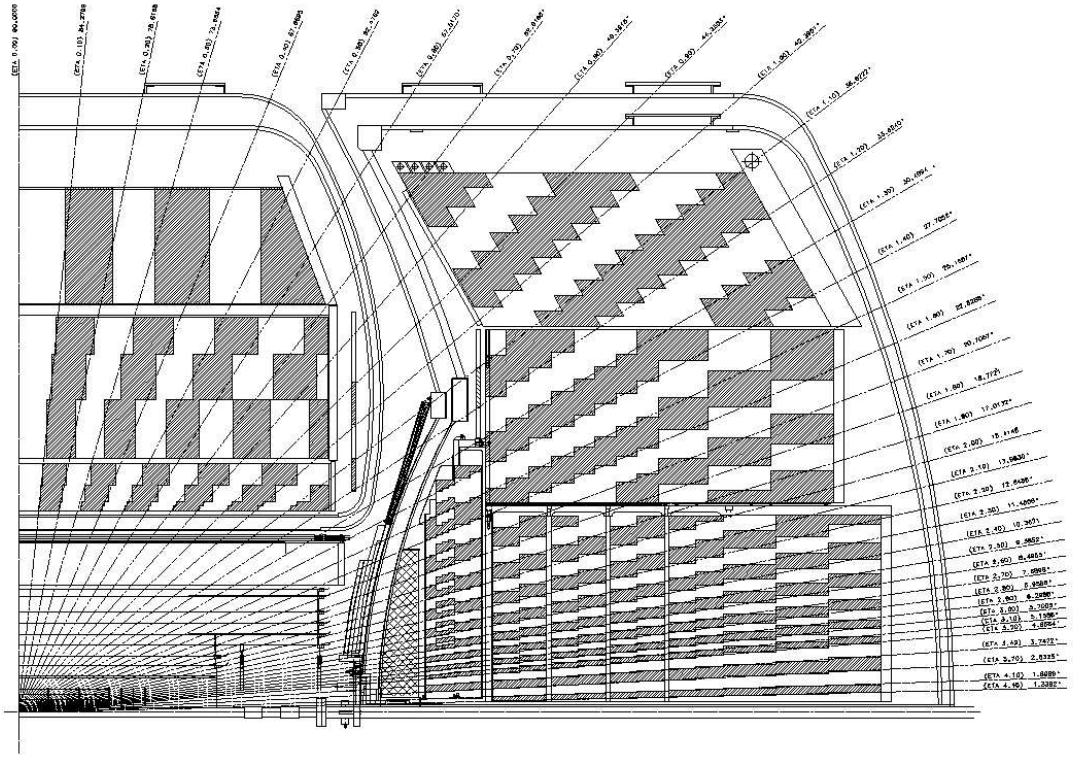


FIG. 3.3.8 – *Coupe longitudinale d'un quadrant du calorimètre de DØ, montrant la disposition des cellules dans les calorimètres électromagnétiques, hadroniques fin, hadroniques grossiers, et dans les régions inter-cryostat.*

TAB. 3.2 – *Principales caractéristiques des calorimètres central et bouchons de DØ. (*) DU signifie uranium déplété. (**) Nb-DU est un mélange de 1.7% de nobium et d'uranium déplété. La longueur de radiation, X_0 est la distance moyenne que parcourt la particule, dans un matériau donné, avant de perdre 63% (1/e) de son énergie, pour la perte d'énergie par radiation. La longueur d'intéraction nucléaire λ est le libre parcours moyen d'interaction nucléaire.*

	Central	Bouchons
EM		
Couverture en η	$\|\eta\| < 1.0$	$1.3 < \|\eta\| < 3.7$
Nb cellules par étage	2, 2, 7, 10	2, 2, 6, 8
Milieu absorbeur	3 mm DU*	4 mm DU*
Epaisseur	$20.5X_0$, 0.76λ	$20.6X_0$, 0.95λ
FH		
Couverture en η	$\|\eta\| < 1.0$	$1.6 < \|\eta\| < 4.5$
Nb cellules par étage	20, 16, 14	16
Milieu absorbeur	6 mm, Nb-DU**	6 mm, Nb-DU**
Epaisseur	$96X_0$, 3.2λ	$122X_0$, 4.9λ
CH		
Couverture en η	$\|\eta\| < 0.6$	$2.0 < \|\eta\| < 4.5$
Nb cellules par étage	9	14
Milieu absorbeur	46 mm, cuivre	6 mm, acier
Epaisseur	$33X_0$, 3.2λ	$33X_0$, 3.6λ

compte pour les analyses de physique. Des études sont toujours en cours pour l'étalonnage de ces détecteurs.

Les performances des calorimètres sont évaluées sur la résolution en énergie des dépôts électromagnétiques et hadroniques, ainsi que sur le pouvoir d'identification des électrons et photons. Elle dépend des biais sur l'étalonnage du détecteur (termes de *"calibration"* C), des fluctuations statistiques dans l'échantillonnage (ou *"sampling"* S) et de la contribution du bruit (ou *"noise"* N) provenant de la radioactivité de l'uranium, de l'électronique d'acquisition et des effets d'empilement des événements. La résolution en énergie du calorimètre s'écrit :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = C \oplus \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E}$$

Ces termes, mesurés dans la région centrale pour des électrons [25] sont les suivants :
$\mathrm{N} = 0.23 \pm 0.10\mathrm{GeV},\ \mathrm{S} = 0.202 \pm 0.006\sqrt{\mathrm{GeV}},\ \mathrm{C} = 0.004 \pm 0.002.$
Pour les jets centraux ($|\eta| < 0.4$), la résolution se modélise ainsi :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = C \oplus \frac{S}{\sqrt{p_T}} \oplus \frac{N}{p_T}$$

avec $\mathrm{N} = 3.5 \pm 1.3$ GeV, $\mathrm{S} = 0.90 \pm 0.12\ \sqrt{\mathrm{GeV}}$, $\mathrm{C} = 0.060 \pm 0.01$

3.3.4 Le spectromètre à muons

Le système de détection de muons a pour but l'identification des muons produits au cours des collisions $p\bar{p}$, la détermination de leur trajectoire et de leur impulsion, ainsi que de permettre le déclenchement dès le niveau L1. Outre les neutrinos, les muons sont les seules particules à traverser entièrement le calorimètre sans y perdre toute leur énergie, si toutefois ils ont une énergie supérieure à 3 GeV. Le spectromètre à muons a donc été installé à l'extérieur du calorimètre

pour les détecter. Il est composé d'un détecteur central ($|\eta_{\rm det}| < 1$), d'un détecteur aux grands angles ($1 < |\eta_{\rm det}| < 2$) et d'aimants toroïdaux. Les figures 3.3.9 montrent une vue d'ensemble du système à muons. Détaillons ces sous-systèmes.

Le système central, ou WAMUS (*"Wide Angle MUon Spectrometer"*) est constitué de 3 couches A, B et C de tubes à dérive (PDT, ou *"Proportional Drift Tubes"*, et de scintillateurs (*"A-ϕ counters"* et *"Cosmics Caps"*) placés respectivement avant la couche A et après la couche C. Les PDT sont constitués d'un mélange gazeux Ar : CH_4 : CF_4 (84% :8% :8%) porté sous une différence de potentiel de 2.5 kV et ont un temps maximal de dérive de 500 ns, et une résolution de 1 mm en z et de quelques degrés en ϕ. Les scintillateurs, de résolution temporelle de 5 ns, fournissent un signal rapide utilisé par le système de déclenchement et permettent la réjection des muons cosmiques.
Le système avant, ou FAMUS (*"Forward Angle MUon Spectrometer"*) est constitué de 3 couches A, B et C de mini-tubes à dérive (MDT, ou *"Mini Drift Tubes"* arrangés en octants, et de scintillateurs à pixels associés à chacune de ces couches. L'important taux d'occupation et de radiations au Run II a imposé le choix de ces MDT. Ils sont constitués d'un mélange gazeux CH_4 : CF_4 (90% :10%) porté sous une tension de 3.1 kV pour un temps maximal de dérive de 60 ns. La résolution est de 1 mm en z et de 6° en ϕ.
Les toroïdes magnétiques sont des aimants non supra-conducteurs en fer produisant un champ toroïdal de 1.8 T qui courbe la trajectoire des muons. Ils sont situés entre les couches A et B des chambres à muons. La mesure de cette courbure par les deux détecteurs de muons permet de calculer l'impulsion des muons. La présence de ces aimants permet donc d'avoir uniquement des muons d'impulsion transverse supérieure à 4 GeV/c ce qui non seulement facilite leur association avec le détecteur de traces, mais également fournit un seuil en p_T pour le déclenchement au niveau L1, rejette les muons peu énergétiques issus des désintégrations des $\pi^{\pm}$ et $K\pm$, et améliore la résolution sur l'impulsion des muons énergétiques ($p^{\mu} >\sim$ 100 GeV). La structure en acier des toroïdes sert au retour de champ du solénoïde.

Trois sources contribuent à des erreurs sur la mesure de l'impulsion des muons dans les chambres à muons [26] : la précision sur la mesure des impacts dans le spectromètre à muons (noté γ), les diffusions multiples (α) et les pertes d'énergies (β) dans les matériaux de l'ensemble des détecteurs. La résolution est donnée par :

$$\frac{\Delta p}{p} = \gamma \cdot p \oplus \frac{\alpha(p-\beta)}{p}$$

Les valeurs de ces paramètres sont données dans le tableau 3.3

3.3.5 La mesure de la luminosité

Tout comme CDF, l'expérience DØ utilise sont propre système de mesure de la luminosité. La formule théorique 3.2.1 reliant la luminosité instantanée aux caractéristiques des faisceaux et du TeVatron n'est pas utilisée puisque cela nécessiterait la connaissance des caractéristiques instantanées des faisceaux au point de la collision.

La luminosité instantanée est mesurée à partir d'un processus de référence : la diffusion

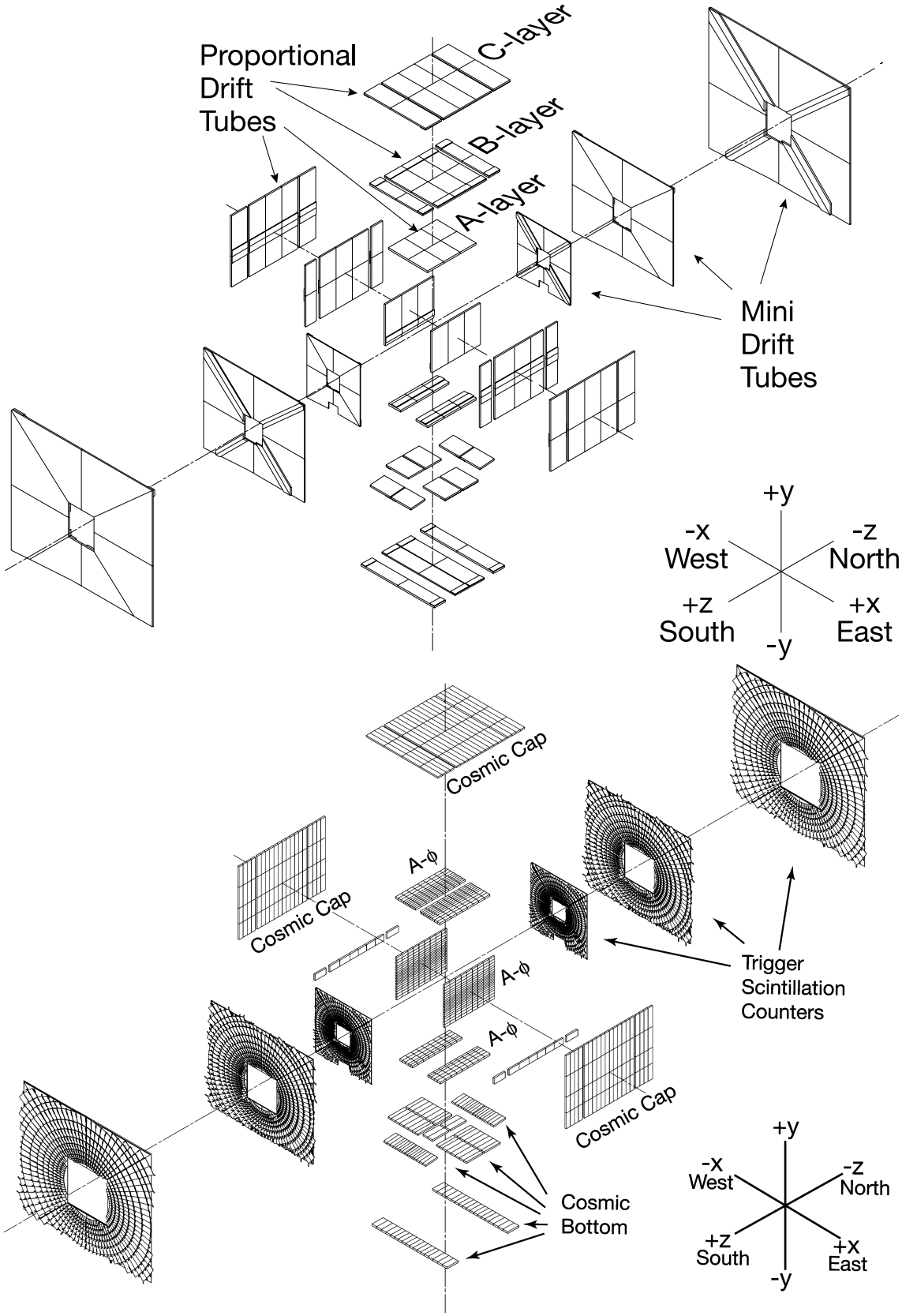


FIG. 3.3.9 – *Vue éclatée du spectromètre à muons : le système de précision (en haut) et de déclenchement (en bas).*

TAB. 3.3 – *Paramétrisation de la résolution en énergie des muons pour les deux parties du détecteur à muons. Les différents termes α, β et γ sont définis dans le texte.*

Central (FAMUS)	$\alpha = 0.36$ $\beta = 3.1\ GeV$ $\gamma = 0.005\ GeV^{-1}$
Bouchons (WAMUS)	$\alpha = 0.21$ $\beta = 1.8\ GeV$ $\gamma = 0.006\ GeV^{-1}$

inélastique $p\bar{p}$, qui donne lieu à des jets de particules à grand η. Deux détecteurs circulaires composés de 24 scintillateurs et lus par des photo-multiplicateurs sont situés au plus proche du faisceau ($2.7 < |\eta_{\rm det}| < 4.4$), sur les bouchons du calorimètre. Avec une résolution temporelle de 0.3 ns, ils permettent un comptage rapide de ces événements. Ils sont aussi utilisés, par la mesure du temps de vol des particules, pour faire une première estimation de la position en z du vertex primaire, identifier les croisements de faisceaux à interactions multiples, et les différencier des interactions du faisceau avec le tube à vide. Ces détecteurs sont exposés à un très haut flux de radiations : une perte de 10% de leur performance est attendue pour une luminosité intégrée de 3 $\rm fb^{-1}$.

En pratique, la luminosité instantanée est déterminée en comptant les interactions inélastiques $p\bar{p}$ par croisement de faisceaux. Cependant, ces détecteurs ne sont pas capables de discerner des interactions multiples; ils permettent d'évaluer seulement la probabilité qu'il y ait au moins une interaction. Cette probabilité vaut : $P = N_{coups}/N_{croisements}$ si les luminomètres ont été déclenchés N_{coups} fois pour un nombre de croisements de faisceaux $N_{croisements}$.
La distribution du nombre d'interactions par croisement suit une loi de Poisson : $P(n,\mu) = \frac{\mu^n}{n!}e^{-n}$ avec n le nombre d'interactions par croisement et μ le nombre moyen d'interactions par croisement. Pour les luminomètres de DØ, on obtient $\mathrm{P}(\mathrm{n} > 0,\ \mu) = 1 - \mathrm{e}^{-\mu}$, ce qui donne $\mu = -\ln(1 - \mathrm{P})$.
Enfin, la luminosité instantanée $\mathcal{L}$ est reliée à la section efficace $\sigma_{p\bar{p}}$ pondérée par l'acceptance $\mathrm{A} = 83.4 \pm 3.7\%$ et l'efficacité des luminomètres $\varepsilon = 91 \pm 2\%$, la fréquence des croisements de faisceaux f et le nombre moyen d'interactions par croisement μ par la relation : $\mathcal{L} = \mu \cdot \mathrm{f}/(\sigma_{p\bar{p}} \cdot \mathrm{A} \cdot \varepsilon)$.

Ainsi, pour un certain nombre de croisements de faisceaux $\mathrm{N_{croisements}}$, la luminosité est obtenue par :

$$\int_{N_{croisements}} \mathcal{L} \ = \ \frac{f}{\sigma_{p\bar{p}} \cdot A \cdot \varepsilon} \ln\left(1 - \frac{N_{coups}}{N_{croisements}}\right)$$

Les incertitudes sur la mesure de la luminosité proviennent donc de l'incertitude théorique sur la section efficace inélastique totale ($\sim 4.0\%$) et de l'erreur sur l'acceptance des détecteurs de luminosité ($\sim 5.0\%$). L'incertitude totale est donc de 6.5%.

3.3.6 Le système de déclenchement

Les collisions de paquets de protons et d'anti-protons produisent, dans la grande majorité, des événements multijets à bas moment transverse et apportent peu à la compréhension du Modèle Standard. En particulier, les processus qui produisent des particules lourdes comme

les bosons W et Z, et le quark top sont extrêmement rares. Par exemple, 9 à 10 ordres de grandeurs séparent la production de quarks légers de la production de paires $t\bar{t}$. Le système de déclenchement est d'une importance capitale pour sélectionner des événements intéressants dans un environnement hadronique. Il doit trouver un compromis entre :

- un grand nombre de collisions pour couvrir le large programme de physique de l'expérience DØ et une grande statistique des signaux recherchés pour faire des découvertes ou des mesures de précision (ce que veulent les physiciens),
- une fréquence des collisions $p\bar{p}$ qui ne sature pas l'électronique de lecture (fréquence fixée par les caractéristiques du TeVatron),
- une quantité de données qui puisse être lue avant la prochaine collision (fixée par les caractéristiques du détecteur).
- des capacités de traitement des information et d'enregistrement sur bande limitées (données par le système informatique).

Ne pouvant agir que sur le dernier point, des algorithmes de traitement de l'information et de prise de décision concernant le rejet ou non de l'événement ont été développés. Ils constituent le système de déclenchement associé au détecteur. Ils tirent profit des signatures des signaux recherchés, souvent plus énergétiques, et permettent d'enregistrer les événements sur bande avec un taux de 50 Hz à partir de collisions à 2.5 MHz.

Le système de déclenchement de DØ est composé de trois niveaux L1, L2, L3, chacun examinant l'événement un peu plus en détail que le niveau précédant, et donc en prenant un peu plus de temps. La figure 3.3.10 représente l'architecture du système de déclenchement. Un événement peut ne pas passer cette chaîne d'acquisition soit parce qu'il a été reconnu comme non intéressant à tort (perte par inefficacité de déclenchement) ou à raison (rôle premier de ces filtres), soit parce que le système d'acquisition est toujours en train de traiter la collision précédente (perte par temps mort). Des mémoires ont été rajoutées par rapport au Run I pour limiter ce dernier effet.

3.3.6.1 Le niveau L1

La première fonction du premier niveau de déclenchement est de repérer si une collision inélastique a eu lieu, en utilisant les informations temporelles des détecteurs de luminosité. Ce niveau, complètement électronique, recueille les informations provenant des sous-détecteurs (calorimètre, CFT, CPS et chambres à muons) pour prendre une décision de garder ou non l'événement. Le traitement est rapide (environ 3.5 μs) pour un taux de sortie maximum de 1.6 kHz. Pour ne pas dépasser ce taux, des algorithmes spécifiques ont été conçus : les traces chargées dans le CFT et les pré-échantillonneurs sont reconstruites et associées dans un secteur d'ouverture $\Delta\phi = 4.5°$, les cellules du calorimètre sont regroupées en tours $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ et des seuils sont appliqués sur l'énergie transverse de ces tours de déclenchement calorimétriques. Des coïncidences en temps dans les scintillateurs à muons indiquant la présence de muons servent également au déclenchement.

3.3.6.2 Le niveau L2

Le niveau L2 rassemble et compare les informations dans les différents sous-détecteurs. Différents microprocesseurs utilisant des algorithmes simples permettent de reconstruire des

traces, amas calorimétriques, trajectoires de muons et de détecter des traces à grand paramètre d'impact. Le temps disponible pour ces calculs est de 100 μs pour un taux de sortie de 1 kHz environ. Si l'événement satisfait à un critère de déclenchement L2, les informations provenant de tous les sous-détecteurs sont alors entièrement numérisées.

3.3.6.3 Le niveau L3

Le niveau L3 du déclenchement est constitué d'une ferme de PC qui permet une reconstruction préliminaire de la totalité de l'événement. Malgré un temps limité de 25 ms pour un taux de sortie de 50 Hz, il intègre des algorithmes d'une efficacité assez comparable à celles obtenues dans les analyses. Parmi ces algorithmes, on trouve la reconstruction de vertex primaires, de paramètres d'impact des traces, de gerbes calorimétriques par algorithmes de cône, la reconstruction de muons et leur association à une trace, et le calcul de l'énergie transverse manquante. Les événements satisfaisant les critères du niveau L3 sont alors enregistrés sur bande pour être reconstruits en quelques minutes.

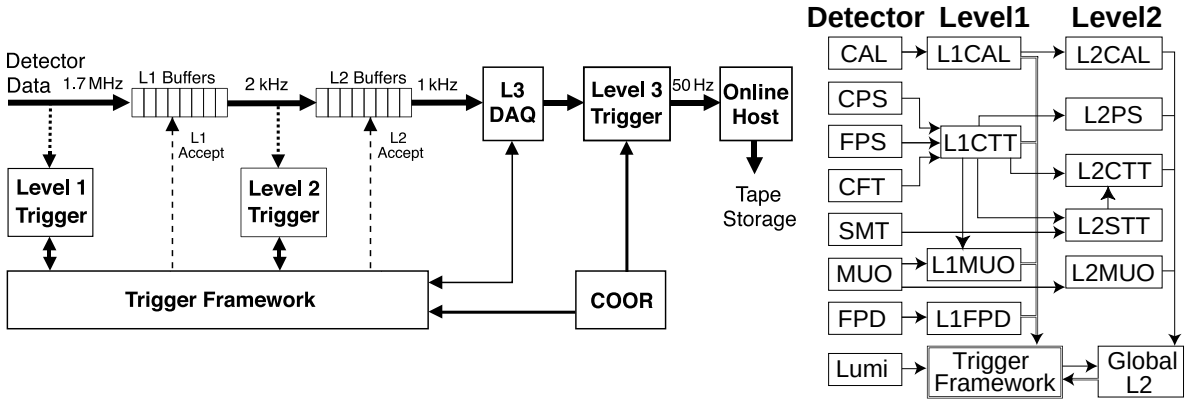


FIG. 3.3.10 – *Structure du système de déclenchement : chaîne complète (à gauche), détails des niveaux L1 et L2 (à droite).*

3.4 La reconstruction des événements

Les événements sont processés par le programme DØRECO [27] qui assure la reconstruction des objets physiques. La version *p14* de DØRECO a été utilisée pour l'analyse des données au cours de cette thèse.

Les différentes étapes du traitement des événements sont décrites en détail dans les sections suivantes. Elles sont également résumées dans ce paragraphe. Parmi les événements enregistrés sur bande, certains ont pu être endommagés par des problèmes d'électronique : ceux-ci sont alors écartés de l'analyse. Les événements non-corrompus sont reconstruits dans un ordre précis. Tout d'abord les impacts dans les détecteurs SMT et CFT sont associés pour former des traces. Cela permet ensuite de reconstruire le vertex primaire de l'événement. A l'aide de ce point de référence sont reconstruits les jets électromagnétiques et hadroniques, et les vertex secondaires. Les trajectoires des candidats muons calculées à partir des détecteurs à muons peuvent être associées à des traces et à des dépôts calorimétriques. Ensuite sont apportées des corrections afin d'améliorer la reconstruction et l'identification des objets physiques : corrections liées à

l'étalonnage des cellules du calorimètre, corrections en énergie des jets, nouveaux algorithmes de reconstruction. La version *"Ipanema updated"* du code d'analyse *"TopAnalyze"* du groupe de travail sur le quark top a été utilisée pour ces corrections.

3.4.1 Qualité des événements

Il est possible que, à la suite de défaillances électroniques dans la chaîne d'acquisition ou de bruits dans le détecteur, un événement passe les trois filtres de déclenchement et soit enregistré sur bande. Une série de critères sur trois niveaux a ainsi été établie pour les rejeter. Seuls les événements vérifiant tous ces critères sont gardés pour l'analyse.

- **Qualité des runs**
  Un run correspond à une période d'acquisition des données de 2 à 4 heures selon la luminosité instantanée, sans modification des conditions de la prise de données. Les critères de qualité du run se basent sur des informations globales de fonctionnement de chaque sous-système utilisé pour l'analyse. Ils garantissent qu'aucun problème connu de hardware ne soit survenu, enlevant ainsi les principales sources de corruption des données.
- **Qualité des blocs de luminosité (LBN)**
  Ces blocs correspondent à une minute de prise de données environ et contiennent plusieurs milliers d'événements. Les critères de qualité sont certifiés par le groupe "Calorimeter Algorithm" et visent à rejeter les événements dus aux bruits du calorimètre. Ils sont basés sur l'énergie transverse scalaire, l'énergie transverse manquante et son écart-type (RMS), moyennées sur 20 LBNs environ :

$$\sqrt{\langle \not{E}_x \rangle^2 + \langle \not{E}_y \rangle^2} < 6 \text{ GeV}$$

$$\sqrt{\mathrm{RMS}(\not{E}_x)^2 + \mathrm{RMS}(\not{E}_y)^2} < 20 \text{ GeV}$$

$$\langle E_T^{\mathrm{scalaire}} \rangle < 60 \text{ GeV}$$

  Un bloc est aussi rejeté s'il s'est produit un dysfonctionnement connu du calorimètre (*"Ring of Fire"*, *"Noon Noise"* ou *"Empty Crate"*).
- **Qualité de l'événement**
  Ce filtre permet de repérer des problèmes dans la chaîne de lecture et d'acquisition des données, événement par événement. Il compare les informations enregistrées dans les systèmes de lecture rapide (L1) et de lecture de précision. C'est aussi à ce niveau que les événements de bruits cohérents sont rejetés, en se basant sur le taux d'occupation des cellules du calorimètre.

3.4.2 Reconstruction des traces

Les traces des particules chargées sont reconstruites à partir des coordonnées de tous les impacts dans les détecteurs de traces SMT et CFT. Grâce au champ magnétique solénoïdal, ces traces forment une hélice dans le détecteur et il est possible de calculer les propriétés physiques de la particule à partir de la mesure des paramètres de cette hélice. Cependant, les pertes d'énergie par interaction avec la matière et les défauts d'alignement provoquent des déformations de cette trajectoire hélicoïdale. Des corrections sont alors effectuées.

Il existe trois régions distinctes pour tenir compte de l'acceptance de chaque sous-détecteur : la région $|\eta| < 1.7$, totalement couverte par le SMT et le CFT, la région $1.7 < |\eta| < 2$, partiellement couverte par le CFT, et la région avant ($2 < |\eta| < 3$) dans laquelle seul le SMT est utilisé. L'efficacité de reconstruction et la résolution sur les caractéristiques de la trace dépendent du nombre de points enregistrés sur sa trajectoire, et donc du nombre de couches actives dans le détecteur.

Les algorithmes de reconstruction de traces utilisés à DØ sont tous basés sur un algorithme de Kalman [28], version améliorée de l'ajustement par la méthode des moindres carrés. Les performances de l'algorithme de reconstruction des traces dans les deux sous-détecteurs combinés sont décrites ici. L'efficacité de reconstruction des traces dans la région centrale ($|\eta| < 1.7$) est supérieure à 95% pour des particules d'impulsion supérieure à 1.5 GeV/c. La résolution sur l'impulsion transverse est paramétrée comme $\delta p_T/p_T = 1.5\%\sqrt{\cosh\eta} \oplus 0.0018 \cdot p_T$. La dégradation de la résolution pour les grandes impulsions est liée à l'augmentation de l'incertitude sur le rayon de courbure. La résolution sur la mesure du paramètre d'impact s'échelonne entre 15 et 30 μm en $r - \phi$. La résolution sur la reconstruction de vertex secondaires, basée sur les traces à grand paramètre d'impact, est de l'ordre de 40 μm dans le plan $r - \phi$ et 100 μm dans le plan $r - z$. Ces performances dépendent sensiblement de la multiplicité en traces de l'événement.

3.4.3 Reconstruction du vertex primaire

La position du vertex primaire doit être bien connue puisque non seulement elle permet de calculer correctement les quadri-impulsions des objets physiques reconstruits (électrons, jets, muons), mais elle intervient aussi dans la recherche de traces à grands paramètres d'impact ou de vertex secondaires déplacés. La recherche du vertex primaire se fait en trois temps et est décrite plus amplement dans [29] et [30].

1. A l'aide des traces de qualité moyenne (au moins deux coups dans le SMT) de $p_T > 0.5$ GeV/c et dont la distance à l'axe z est inférieure à 100 σ_z, l'algorithme construit pour chaque intervalle $\Delta z = 2$ cm le long du faisceau, un χ^2 basé sur la distance des traces à ce vertex candidat. Les minimums de ces χ^2 donnent une liste de vertex primaires.

2. Une recherche plus fine du vertex primaire est alors effectuée à partir de traces de plus grande qualité. A partir des vertex primaires précédemment trouvés, on retire de manière itérative la trace qui dégrade le plus de χ^2, jusqu'à obtenir un $\chi^2 < 10$. Cet algorithme permet de rejeter les traces issues de vertex secondaires créés par des particules à grand temps de vol (hadrons beaux, leptons τ, ...) ou des traces mal reconstruites. Les quadri-impulsions des traces et leur matrice d'erreur sont réajustées à ce vertex. La procédure est renouvelée avec les traces restantes pour déterminer tous les vertex de l'événement.

3. Chaque croisement de paquets engendre en moyenne entre 2 et 3 événements, et donc plusieurs vrais vertex primaires. On distingue le processus dur, souvent de haut moment transverse, des autres interactions de biais minimum, de bas moment transverse. Une sélection probabiliste basée sur la distribution en impulsion transverse des traces associées permet de déterminer le vertex primaire de l'événement.

La figure 3.4.11 illustre les caractéristiques des vertex primaires reconstruits. Ils sont distribués sur l'axe z selon une gaussienne de largeur ~ 30 cm. Les vertex primaires se situent en moyenne à ~ 40 μm de l'axe z du détecteur.

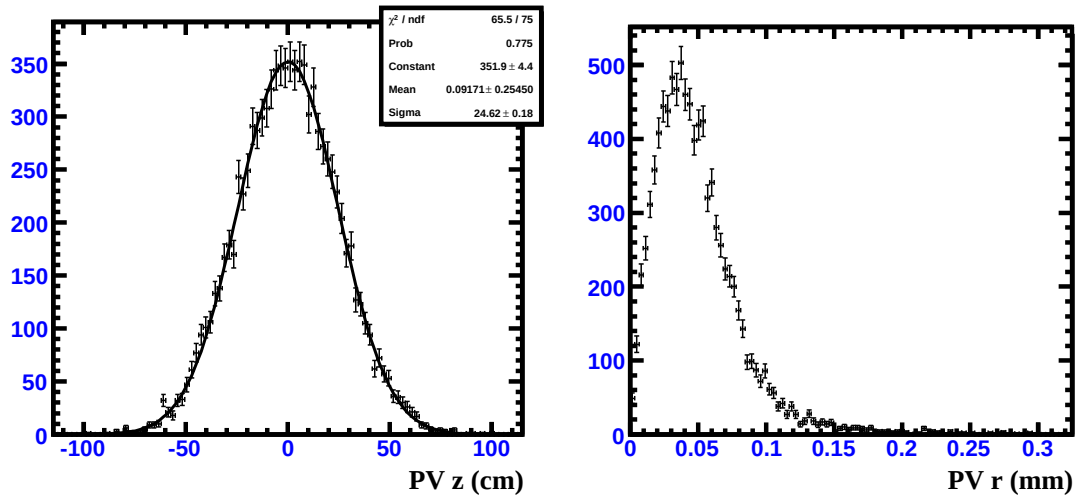


FIG. 3.4.11 – *Distributions des positions longitudinales (à gauche) et transverses (à droite) des vertex primaires reconstruits pour des données simulées.*

Deux implémentations de l'algorithme de reconstruction de vertex primaires existent à DØ, et diffèrent sur la qualité des traces qu'ils utilisent. Le premier est utilisé pour la reconstruction des objets calorimétriques. Le deuxième, plus précis, est utilisé pour associer des objets (traces, leptons) au vertex primaire. Il permet ensuite de reconstruire des vertex secondaires déplacés et de calculer des paramètres d'impact des traces par rapport au vertex primaire.

Après reconstruction, seuls les vertex primaires de bonne qualité sont retenus : ils doivent être reconstruits à l'intérieur de la zone lumineuse $|z^{PV}| < 60$ cm, avec au moins 3 traces pointant vers ce vertex, avec un écart $\Delta z < 5$ cm entre les vertex des deux algorithmes.

3.4.4 Reconstruction des objets électromagnétiques

Deux algorithmes de reconstruction des objets électromagnétiques ont été développés à DØ, correspondant à des domaines d'énergie différente. La méthode de la route permet de reconstruire les électrons mous, c'est-à-dire peu énergétiques $E^e \lesssim 15$GeV. Elle ne prend en compte que les cellules calorimétriques à l'intérieur d'une route centrée sur l'extrapolation des traces. Cet algorithme et ses améliorations sont décrits dans le chapitre 4. Le second algorithme est conçu pour reconstruire les électrons et photons énergétiques. C'est un algorithme de cône simple [31] qui rassemble, à partir de cellules "germes" telles que $E_T > 1.5$ GeV, les cellules du calorimètre à une distance maximale de $\Delta R < 0.2$. Une fois cet amas électromagnétique constitué, plusieurs variables sont calculées, comme le centre de gravité de l'amas, ses dimensions, l'énergie électromagnétique contenue dans un cône de rayon r autour de l'objet ($E_{EM}(R < r)$) ou l'énergie totale ($E_{EM+HAD}(R < r)$).

Critères de qualité des électrons

Les critères définissant un objet électromagnétique sont basés sur plusieurs variables corrélées :

- EM_f est la fraction électromagnétique de l'objet. Elle est utilisée pour séparer les électrons et les photons des jets hadroniques, puisque ces premiers déposent presque toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. EM_f est proche de 1 pour les électrons et les photons. Elle est définie par :

$$EM_f = \frac{E_{EM}(R < 0.2)}{E_{EM+HAD}(R < 0.2)}$$

- EM_{iso} donne une information sur les dépôts d'énergie en dehors du cône de l'électron, par rapport à l'énergie de l'électron. Tout dépôt significatif d'énergie en dehors de la gerbe électromagnétique signe la présence d'un autre objet, un jet par exemple. Dans ce cas, l'électron reconstruit est en fait la partie électromagnétique d'un jet. EM_{iso} est proche de 0 pour des électrons ou photons isolés. L'isolation électromagnétique est définie par :

$$EM_{iso} = \frac{E_{EM+HAD}(R < 0.4) - E_{EM}(R < 0.2)}{E_{EM}(R < 0.2)}$$

- $HMx7$ caractérise la forme géométrique de la gerbe, conforme ou non à celle d'un électron. Un ensemble de 7 variables corrélées est utilisé pour calculer cette variable : les 4 fractions d'énergie contenue dans chacune des 4 couches du calorimètre électromagnétique, l'énergie de l'électron, la largeur en ϕ de la gerbe reconstruite et la position longitudinale du vertex primaire. La matrice de covariance de ces 7 variables est construite à partir d'électrons isolés simulés, et son inverse, notée H, est utilisée pour calculer un χ^2 avec l'objet électromagnétique candidat. Il doit être petit pour des objets ressemblant à des électrons ou photons. La quantité $HMx7$ est calculée à partir du vecteur $X - \bar{X}$ constitué des 7 variables moins leur valeur moyenne estimée par la simulation :

$$HMx7 = {}^t(X - \bar{X})H(X - \bar{X})$$

- $\chi^2_{association}$ permet de différencier les électrons des photons comparant les caractéristiques (énergie et position) des traces et des dépôts dans le calorimètre dans une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$. La variable de χ^2 est construite comme :

$$\chi^2_{association} = \left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_z}\right)^2 + \left(\frac{E_T/p_T - 1}{\sigma_{E_T/p_T}}\right)^2$$

- La pseudo-rapidité de l'électron η^e peut être utilisée pour caractériser la qualité de l'électron puisque l'acceptance du détecteur de trace $|\eta| < 2.5$ limite l'association du dépôt électromagnétique à une trace. Cette variable permet aussi de localiser les régions proprement étalonnées du calorimètre. Ainsi la région correspondant à l'ICD ($1.1 < |\eta^{\mathrm{det}}| < 1.5$) n'est pas considérée dans les analyses nécessitant des mesures précises de l'énergie.
- Confirmations aux niveaux L1 et L2 : Afin d'éviter les problèmes dans l'acquisition des données, l'électron reconstruit doit avoir servi au déclenchement dans les niveaux L1 et L2. L'association est faite dans un cône ΔR < 0.4 autour de l'amas électromagnétique reconstruit.
- Δz(PV, dca^{e}) est la distance entre le vertex primaire et la trace associée à l'électron : il permet de rejeter les électrons ne provenant pas de l'interaction dure.

- $\mathrm{dca^e}/\sigma_{\mathrm{dca}}$ caractérise la distance de la trace par rapport au vertex primaire. σ_{dca} inclut les incertitudes sur la trajectoire de la trace et sur la position du vertex primaire. Ce critère permet de rejeter les mauvaises associations de traces provenant des vertex secondaires.
- $\mathcal{L}_{EM}$, pour les électrons énergétiques et isolés uniquement, est un estimateur basé sur une fonction de vraisemblance utilisant les 7 variables corrélées suivantes : $HMx7$, $\mathrm{EM_f}$, $\mathrm{E_T^{calo}/p_T^{trace}}$, le nombre de traces dans un cône de 0.05 autour de l'électron afin de réduire les conversions $\gamma \to \mathrm{e^+e^-}$, la somme des impulsions des traces dans un cône de rayon R=0.4 autour de l'électron pour rejeter le bruit de fond multijets, la variable $\chi^2_{\mathrm{association}}$ d'association à une trace, et la distance de moindre approche au vertex primaire de la trace associée. $\mathcal{L}_{\mathrm{EM}}$ est proche de 1 pour des électrons énergétiques et isolés.

Il existe plusieurs niveaux de qualité sur les électrons. Ils ont pour but d'améliorer la discrimination avec des photons et des jets hadroniques principalement. Ces ensembles de critères sont utilisés pour l'analyse décrite au chapitre 5.
Les critères d'identification d'un objet électromagnétique énergétique et isolé sont : $\mathrm{EM_f} > 0.9$, $\mathrm{EM_{iso}} < 0.15$ et $HMx7 < 50$.
Les électrons énergétiques et isolés *"loose"* sont définis par les critères supplémentaires suivants : $\mathrm{E_T^e} > 15$ GeV, $|\eta^{\mathrm{det}}| < 2.5$, $\chi^2_{\mathrm{association}} > 0.01$, $\Delta\mathrm{z(PV,\ dca^e)} < 1$ cm, $\mathrm{dca^e} < 3\ \sigma(\mathrm{dca})$ et confirmés au niveau du déclenchement.
Le critère *"medium"* permet d'identifier des électrons énergétiques et isolés supplémentaires dans l'événement. En plus des critères d'identification des électons, il satisfait à : $\mathrm{E_T^e} > 15$ GeV, $|\eta^{\mathrm{det}}| < 2.5$, $\chi^2_{\mathrm{association}} > 0.01$, et $\mathcal{L}_{\mathrm{EM}} > 0.85$.
Les électrons énergétiques et isolés *"loose"* passant en plus les critères $\mathcal{L}_{\mathrm{EM}} > 0.9$, $|\eta^{\mathrm{det}}| < 1.1$ ou $1.5 < |\eta^{\mathrm{det}}| < 2.5$ sont appelés *"tight"*.

3.4.5 Reconstruction des jets hadroniques

Un jet hadronique est issu de l'hadronisation et de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon. Les particules interagissant avec le détecteur sont le plus souvent des particules stables (protons) ou à longue durée de vie : pions, kaons, neutrons. Le jet hadronique peut être défini de plusieurs façons : au niveau générateur (à l'aide des partons), au niveau des particules (hadrons) et au niveau expérimental à l'aide de cellules du calorimètre. Afin de faire des prédictions comparables entre ces trois niveaux, les algorithmes de reconstruction des jets doivent satisfaire plusieurs propriétés.

- Les performances de ces algorithmes doivent être indépendantes des objets auxquels ils s'appliquent (niveau partonique, niveau particule, niveau reconstruit).
- Ils ne doivent pas être sensibles aux divergences infrarouges et aux singularités colinéaires (radiation d'un gluon mou ou dur). Ce n'est pas le cas pour les algorithmes utilisant des objets "germes" comme point de départ.
- Ils doivent être invariants par transformation spéciale de Lorentz, car le centre de masse de la collision parton-parton n'est pas au repos dans le référentiel du laboratoire.
- Ces algorithmes de reconstruction doivent être compatibles avec l'algorithme du Run I

pour faciliter les comparaisons.

- Ils doivent être efficaces en temps de calcul et en utilisation des ressources informatiques.

Plusieurs algorithmes, respectant au mieux ces contraintes, ont été conçus pour reconstruire ces particules à partir des hadrons ou des dépôts d'énergie dans le calorimètre. Le premier, l'algorithme de cône *"Improved Legacy Cone Algorithm"*[32], cherche de manière itérative des agrégats stables à partir d'objets germes (particules, cellules calorimétriques au-dessus d'un seuil). Ces agrégats sont ensuite séparés ou regroupés en fonction de leur distance dans le plan $\eta \times \phi$. Le second, l'algorithme de K_T, s'affranchit de la forme rigide de cône en rassemblant des agrégats s'ils sont suffisamment proches. Il a la préférence des théoriciens puisqu'il prend mieux en compte les effets de la QCD. Dans tous les cas, un jet n'est défini que si son énergie transverse est supérieure à 8 GeV. Ces algorithmes, s'ils sont appliqués sur des cellules du calorimètre, sont améliorés par la suppression des cellules bruyantes en amont de l'étape de reconstruction. Les algorithmes NADA[33] et T42[34] éliminent 30 à 60% des cellules du calorimètre, qui sont respectivement les cellules isolées et les cellules dont l'énergie est compatible avec des fluctuations du bruit (à 4 σ).

Corrections après reconstruction

L'énergie du jet mesurée par le calorimètre est différente de celle déposée par le jet, qui est elle-même différente de l'énergie du hadron initiant le jet. Des corrections, appelées "échelle d'énergie des jets" sont appliquées à l'énergie mesurée $\mathrm{E^{mes}}$ du jet afin de remonter à l'énergie du parton initial $\mathrm{E^{corr}}$. Nous décrivons ici les corrections définies dans la version 5.3 du programme JetCorr [35] et utilisées dans l'analyse. Ces corrections sont différentes selon l'algorithme de reconstruction des jets. Pour l'algorithme de cône utilisé, elles peuvent être séparées en trois contributions sous la forme suivante :

$$E^{corr} = \frac{E^{mes} - O}{R \times S}$$

- O est le terme de fond continu, non associé à l'interaction dure : bruit de l'uranium, de l'électronique, de l'empilement et des événements sous-jacents. Il est déterminé à partir d'événements de biais minimum et paramétré en fonction de η_{det} et de la luminosité instantanée (nombre de vertex primaires).

- R est le terme de réponse du calorimètre : c'est le rapport entre l'énergie déposée (vraie) du jet et l'énergie mesurée. La réponse du calorimètre est de l'ordre de 0.75 et dépend de l'énergie du jet, η_{det} et ϕ_{det}. Elle est différente de 1 à cause de matériaux non-instrumentés, de la compensation non-constante entre calorimètre électromagnétique et hadronique, et de la différence de construction des cellules en fonction de leur position dans le détecteur. L'idée générale pour déterminer expérimentalement le terme de réponse est d'utiliser l'équilibre en impulsion transverse des événements γ + jet pour lesquels les propriétés du photon sont mieux connues et servent de référence. La méthode de mesure de ce terme est décrite dans [39].

- S s'applique aux algorithmes de cône, de taille fixe, et n'existe pas pour les algorithmes de K_T. S est la fraction de l'énergie du jet par rapport à celle déposée dans le cône de reconstruction, paramétrée en fonction de l'énergie du jet et de η_{det}. Elle permet de tenir compte de deux effets : la radiation d'un parton en dehors du cône, et inversement la superposition partielle d'un autre jet dans ce cône. Ils sont mesurés sur des événements réels et simulés di-jets dos-à-dos pour diminuer les erreurs statistiques et $\gamma+$jet pour être cohérents avec la mesure du terme de réponse.

Les figures 3.4.12 montrent les facteurs correctifs et les erreurs systématiques associées en fonction de l'énergie mesurée du jet pour deux régions du calorimètre. Ces erreurs systématiques sont une composante importante de l'erreur systématique totale pour de nombreuses analyses (masse du quark top par exemple).
Les jets de saveurs lourdes (b ou c) ont des propriétés différentes des jets de saveurs légères : la fragmentation, plus dure, suggère l'utilisation de corrections spécifiques, actuellement en cours d'étude. Les leptons provenant des désintégrations semileptoniques des quarks lourds pourraient être pris en compte dans les propriétés du jet reconstruit. Pour l'instant seuls les muons dans les jets sont pris en compte. L'énergie emportée par le neutrino muonique est estimée en fonction des propriétés du muon puis ajoutée à celle du jet. La reconstruction des électrons dans les jets est possible avec les nouvelles versions du code de reconstruction de DØ.

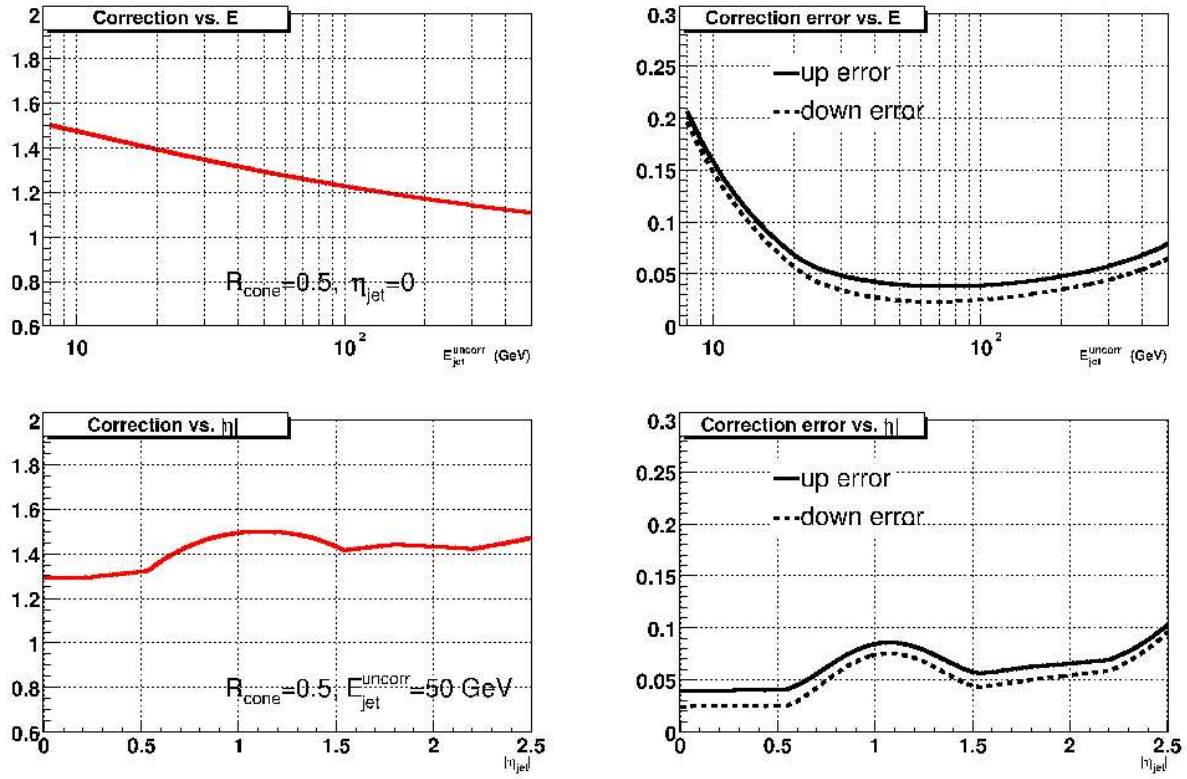


FIG. 3.4.12 – *Corrections de l'échelle d'énergie des jets (à gauche) et erreur absolue associée (à droite) en fonction de l'énergie (en haut) et de la pseudo-rapidité du jet (en bas).*

Critères de qualité des jets

Les jets reconstruits à partir des cellules calorimétriques doivent satisfaire les critères de qualité portant sur les variables suivantes :

- EM_f est différente de 1 pour les jets hadroniques, bien qu'ils puissent déposer la majeure partie de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique.
- CH_f est la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique à granularité grossière. Le bruit important dans cette partie du détecteur provoque la création de jets. Les jets pour lesquels CH_f est proche de 1 sont à enlever.
- $HotF$ est le rapport des énergies des deux cellules calorimétriques les plus énergétiques. Un jet formé à partir d'une cellule chaude donnera une grande valeur de $HotF$.
- $n_{90\%}$ est le nombre de tours calorimétriques contenant plus de 90% de l'énergie du jet. Il vaut 1 pour des jets formés à partir d'une tour calorimétrique bruyante.
- L1Conf permet d'identifier les jets créés par du bruit dans la lecture des cellules du calorimètre. Ces faux jets sont enlevés en comparant les informations reconstruites avec un dispositif de lecture indépendant. Le système de lecture du niveau L1 permet cette comparaison, bien qu'il ne prenne pas en compte l'information dans le calorimètre hadronique à granularité grossière. L1Conf est défini par le rapport des énergies reconstruites et mesurées au niveau L1, et est proche de 1 pour les bons jets :

$$\mathrm{L1Conf} = \frac{\sum_{\text{tours de declenchement avec } \Delta R<0.5} \mathrm{E_T}}{\mathrm{E_T^{mes}} \cdot (1 - \mathrm{CH_f})}$$

- L'impulsion transverse et la pseudo-rapidité des jets (p_T^{jet} et η^{jet}) sont utilisées comme critère de qualité puisque les corrections d'échelle d'énergie ne sont valables que pour $\mathrm{p_T^{jet}} > 15$ GeV/c et $|\eta^{\mathrm{jet}}| < 2.5$.
- Séparation des objets électromagnétiques : les électrons et photons d'énergie transverse supérieure à 8 GeV sont aussi reconstruits comme jets dans le calorimètre. Les jets proches ($\Delta R < 0.5$) d'un objet électromagnétique satisfaisant aux critères d'identification avec $\mathrm{p_T^{e/\gamma}} > 15$ GeV et $|\eta^{\mathrm{e/\gamma}}| < 2.5$ ne sont plus considérés comme jets.

Seuls les jets reconstruits par un algorithme de cône de paramètre $R = 0.5$ et vérifiant les critères de qualité suivants seront utilisés dans l'analyse : $\mathrm{p_T^{jet}} > 15$GeV/c, $|\eta^{jet}| < 2.5$, $0.05 < \mathrm{EM_f} < 0.95$, $\mathrm{CH_f} < 0.4$, $\mathrm{HotF} < 10$, $\mathrm{n_{90\%}} > 1$, L1Conf > 0.4 (dans le CC ou EC), ou L1Conf > 0.2 (dans l'ICD), et non associés à des objets électromagnétiques.

3.4.6 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

L'impulsion transverse du centre de masse des partons initiaux est très faible à DØ, de l'ordre de quelques GeV. La présence d'une particule interagissant très peu avec le détecteur (neutrinos, particules super-symétriques) peut alors être détectée par un déséquilibre d'énergie dans le plan transverse, par conservation de l'énergie-impulsion. L'énergie transverse manquante brute $\not{E}_T^{\vec{brute}}$ est calculée à partir des cellules non bruyantes des calorimètres EM et FH, et des cellules du calorimètre CH associées à une gerbe hadronique :

$$\not{E}_T^{\vec{brute}} = \sum_{cellules\ avec\ E>0} \vec{E_T}$$

Elle est ensuite corrigée des effets de la calibration des objets reconstruits (électrons, photons, jets), de la présence de muons isolés ainsi que de l'énergie qu'ils ont perdue dans le calorimètre. Les muons non-isolés ont déjà été associés à des jets : ils ne sont pas comptés deux fois dans le calcul de l'énergie transverse manquante.

3.4.7 Reconstruction des muons

Les muons sont reconstruits grâce aux informations provenant de deux systèmes indépendants : les chambres à muons et les détecteurs de trace. Seuls les muons de d'impulsion transverse $p_T^\mu > 4$ GeV/c et de pseudo-rapidité $|\eta^\mu| < 2$ peuvent traverser le calorimètre, l'aimant toroïdal et être détectés par les systèmes à muons. Un muon est tout d'abord identifié par un certain nombre d'impacts dans les scintillateurs et dans les tubes à dérive. Lorsqu'ils sont compatibles avec une trajectoire de muon, une première estimation de l'impulsion du candidat muon est effectuée. Il peut alors être associé à une trace, ce qui permet d'améliorer la résolution en impulsion. L'association est faite à l'intérieur d'un cône d'ouverture 1° et la trace la plus proche est gardée pour les propriétés cinématiques du muon. L'énergie déposée dans le calorimètre par un muon reconstruit est également utilisée pour corriger son énergie.

Critères de qualité des muons

Les variables suivantes sont utilisées comme critère de qualité du muon :

- nombre d'impacts dans les chambres à muons pour s'affranchir des fluctuations de bruit.
- $\Delta t_{\text{collision}}$ est une mesure de la coïncidence temporelle entre la collision et les impacts dans les scintillateurs à muons des couches A et BC. Cela permet de rejeter les muons d'origine cosmique, uniformément distribués en temps.
- $\chi^{2\ \text{trace}}/\text{ndl}$ porte sur la qualité de la trace associée au muon.
- $\Delta z(\text{PV},\ \text{dca}^\mu)$ est la distance entre le vertex primaire et la trace associée au muon : il permet de rejeter les muons ne provenant pas de l'interaction dure.
- $\text{dca}^\mu/\sigma_{\text{dca}}$ caractérise la distance de la trace par rapport au vertex primaire, en tenant compte des incertitudes sur la trajectoire de la trace et sur la position du vertex primaire. Ce critère permet de rejeter les muons issus de désintégrations semi-leptoniques et provenant de vertex secondaires.
- $\text{Halo}(0.1; 0.4)/p_T^\mu$ quantifie l'isolation énergétique du muon. Il est défini comme le rapport de l'énergie déposée dans le calorimètre dans un cône creux (de rayon intérieur 0.1 et de rayon extérieur 0.4 autour de la trace du muon), avec l'impulsion transverse du muon. Cette quantité est proche de 0 pour des muons isolés. Comme précédemment, cette variable permet de rejeter les mauvaises reconstructions de muons et les muons non-isolés.
- $\text{TrkCone}(0.5)/p_T^\mu$ quantifie l'isolation du muon par rapport aux autres traces. Il est défini comme le rapport entre la somme des impulsions transverses des traces dans un cône R=0.5 autour de la trace du muon et l'impulsion transverse du muon reconstruit. Cette quantité est proche de 0 pour des muons isolés. Cette variable permet de rejeter les mauvaises reconstructions de muons et les muons non-isolés.
- Confirmations aux niveaux L1 et L2 : Afin d'éviter les problèmes dans l'acquisition des données, le muon reconstruit doit avoir servi au déclenchement dans les niveaux L1 et L2.

L'association est faite par octants pour le niveau L1 et dans un cône $\Delta R < 0.9$ pour le niveau L2.

Il existe plusieurs niveaux de qualité sur les muons. Ils ont pour but d'améliorer la discrimination avec des muons d'origine cosmique et des jets hadroniques principalement. Ces ensembles de critères sont utilisés pour l'analyse décrite au chapitre 5.
Un muon est identifié par les critères de qualité suivants : au moins 3 impacts dans les tubes à dérive et les scintillateurs de chaque couche A et BC, $p_T^\mu > 4$ GeV/c, $|\eta^\mu| < 2$, et $\chi^{2\ \mathrm{trace}}/\mathrm{ndl} < 4$.
Les muons sont qualifiés de *"loose"* s'ils remplissent aussi les conditions suivantes : $\Delta t_{\mathrm{collision}} < 10$ ns, $\Delta z(\mathrm{PV},\ \mathrm{dca}^\mu) < 1$ cm, $\mathrm{dca}^\mu < 3\ \sigma_{\mathrm{dca}}$ et s'il est confirmé aux niveaux L1 et L2.
Le critère *"medium"* permet d'identifier des muons supplémentaires dans l'événement. Ces muons vérifient une condition d'isolation relâchée : $\mathrm{Halo}(0.1; 0.4) < 0.12 \cdot p_T^\mu$ et $\mathrm{TrkCone}(0.5) < 0.12 \cdot p_T^\mu$.
Les muons *"loose"* sont qualifiés de *"tight"* s'il respectent les conditions d'isolation suivantes : $\mathrm{Halo}(0.1; 0.4) < 0.06 \cdot p_T^\mu$ et $\mathrm{TrkCone}(0.5) < 0.08 \cdot p_T^\mu$.

3.5 La simulation des données

La création de données simulées se déroule en trois temps. Le premier est la création des quadri-vecteurs des hadrons à grande durée de vie et particules stables pouvant interagir avec le détecteur. Elle comporte les étapes suivantes :

- Les événements sont d'abord produits au niveau partonique à l'aide de générateurs à élément de matrice à ordre fixe (*"FOME"* pour *"Fixed Order Matrix Element"*) tels que ALPGEN [16]. Des coupures partoniques sont souvent utilisées pour éviter certaines divergences dans les sections efficaces différentielles et pour respecter les contraintes informatiques. Ces générateurs utilisent les fonctions de densités partoniques donnant la probabilité de trouver un parton d'impulsion donnée. Ils fournissent les quadri-vecteurs des partons finaux et la section efficace du processus en question.
- A l'état final correspondant au processus dur s'ajoutent les radiations de quarks et gluons dans les états initial et final. Sous l'effet de la QCD, ces partons s'hadronisent et se fragmentent. Tous ces processus sont modélisés par PYTHIA [9] ou HERWIG [10].
- Les restes des protons et anti-protons ayant servi à la collision se fragmentent et s'hadronisent, donnent des jets de particules à grande pseudo-rapidité. Ces processus sont simulés par PYTHIA.
- Les paramètres de fonctionnement du TeVatron du Run IIa prévoient en moyenne 2.3 interactions par croisement de paquets, distribués selon une loi de Poisson. En plus de l'interaction dure, en moyenne 1.3 interactions QCD de bas moment transverse doivent être simulées. Le générateur utilisé est PYTHIA et les paramètres de ces interactions multiples sont ajustés sur les données de CDF. Dans les nouvelles versions des données simulées, ces événements additionnels proviennent directement des données.

Ces événements, une fois engendrés, sont processés par le programme DØGSTAR [36] interfacé avec GEANT3 [37] qui simule l'interaction des particules avec la matière du détecteur, et leurs éventuelles désintégrations. Les dépôts d'énergie dans le détecteur sont digitisés par le programme DØSIM [36]. A ce stade, les événements simulés ont la même structure que les données réelles, et la même chaîne de reconstruction est utilisée. Toutefois, il faut noter que les conditions de déclenchement ne sont pas appliquées sur les événements simulés reconstruits. Ceci sera pris en compte lors de l'analyse et sera décrit dans la section 5.2.3.

Enfin, les fichiers Monte-Carlo sont transcrits dans un format exploitable par le groupe de travail sur le quark top. Plusieurs corrections sur les événements simulés sont alors appliquées. Ce sont des corrections standard approuvées par la collaboration DØ. Les électrons, les muons, et les jets sont corrigés dans cette dernière étape.

La comparaison des distributions en masse invariante m_{ee} des événements $Z \to e^+e^-$ montre d'une part un décalage entre les positions des deux pics, et d'autre part que la résolution en énergie des électrons est meilleure dans la simulation que dans les données. Ces effets sont aussi remarqués dans les événements $Z \to \mu^+\mu^-$. Les énergies des électrons et des muons sont dégradées dans la simulation afin de retrouver un accord avec les données. La diminution de l'énergie et la dégradation de la résolution sont faibles (quelques pour-cents) et ces différences sont, pour la plupart, comprises et résolues dans les nouvelles versions du code de reconstruction. La référence [38] donne des détails sur cette procédure.

Pour limiter l'effet des incertitudes systématiques sur les jets (identification, étalonnage et résolution en énergie), certaines analyses utilisent une correction relative des jets dans la simulation. Ces corrections, appelées corrections SSR pour *"Shifting, Smearing Removing"*, ont été utilisées pour l'analyse décrite dans cette thèse et sont exposées dans [40]. Elles consistent à dégrader ou à améliorer la résolution en énergie des jets et à appliquer un facteur correctif dans la simulation de manière à retrouver les mêmes distributions que dans les données réelles.

Chapitre 4

Détection des électrons mous à DØ

Introduction

L'enjeu de ce chapitre est la description des améliorations apportées à la méthode de détection des électrons dans les jets hadroniques utilisée par la collaboration DØ. Cette méthode, appelée "méthode de la route", est basée sur l'association des dépôts énergétiques mesurés dans le calorimètre sur le "chemin" de l'électron, ce chemin étant déterminé par l'extrapolation de la trajectoire de l'électron mesurée par les détecteurs de trace. L'objet de notre étude a consisté en l'ajout des informations du détecteur de gerbes de l'expérience DØ. Ce détecteur, bien que sur le chemin de l'électron, n'était jusqu'alors pas utilisé.

La première partie de ce chapitre présente les motivations de cet algorithme. La section 2 décrit l'algorithme sur lequel est basée la méthode de la route utilisée dans DØ. Les sections 3, 4 et 5 présentent les améliorations de cet algorithme en utilisant le détecteur de gerbes, et montrent les performances estimées sur des données simulées et mesurées sur des données réelles. Enfin, la dernière partie montre l'application de cette méthode améliorée dans l'étiquetage des jets beaux.

4.1 Motivations physiques

Les électrons mous sont, par définition, des électrons de bas moment transverse ($p_T^e \lesssim 15$ GeV/c) : ils déposent peu d'énergie dans le calorimètre et par conséquent sont difficiles à reconstruire par un algorithme de cône à seuil, comme celui utilisé à DØ. L'environnement autour de ces électrons est souvent complexe : le bruit du calorimètre n'est pas négligeable et ils peuvent se superposer à une gerbe hadronique dans le cas des jets semileptoniques. Un algorithme spécifique a été développé pour faire face à ces difficultés : la méthode de la route [45].

Les électrons de bas moment transverse visé par cet algorithme, sont présents dans de nombreux domaines de physique, de l'étalonnage des détecteurs à l'aide de résonances légères, à la physique des mésons ou baryons contenant un quark b ou c se désintégrant semi-leptoniquement.

Une des thématiques majeures de la physique du B au TeVatron consiste à étudier l'oscillation du système $B^0 - \bar{B}^0$ et la violation de CP dans le système des hadrons beaux. Les temps de vie et les fréquences d'oscillation des mésons beaux biaisés par les techniques de reconstruction de vertex secondaires, sont mesurés sur des événements $B^0 \to D^{*-}l^+\nu_l X$ [41] ou $B_s^0 \to e^+\nu_e D_s^- X$, $D_s^- \to \phi\pi^-$, $\phi \to K^+K^-$ [42]. L'électron issu du jet b semileptonique, peu

énergétique, est très colinéaire au jet. De même, certains paramètres du Modèle Standard liés à la violation de CP comme l'angle de mélange $\sin 2\beta$ peuvent être mesurés à travers l'identification des événements $B^0_d \to J/\Psi\ K^0_s,\ J/\Psi \to e^+e^-$ [43]. Toutes ces mesures se font par l'intermédiaire des reconstructions explicites des différentes particules résultant de la fragmentation du hadron beau comme les pions et les J/Ψ. La figure 4.1.1 montre la reconstruction de différentes particules à travers les distributions en masse invariante. Ainsi, la reconstruction d'électrons de bas moment transverse permet l'identification directe des jets de quarks b, et donne accès à des résonances de basse masse utiles à l'identification de mésons beaux.

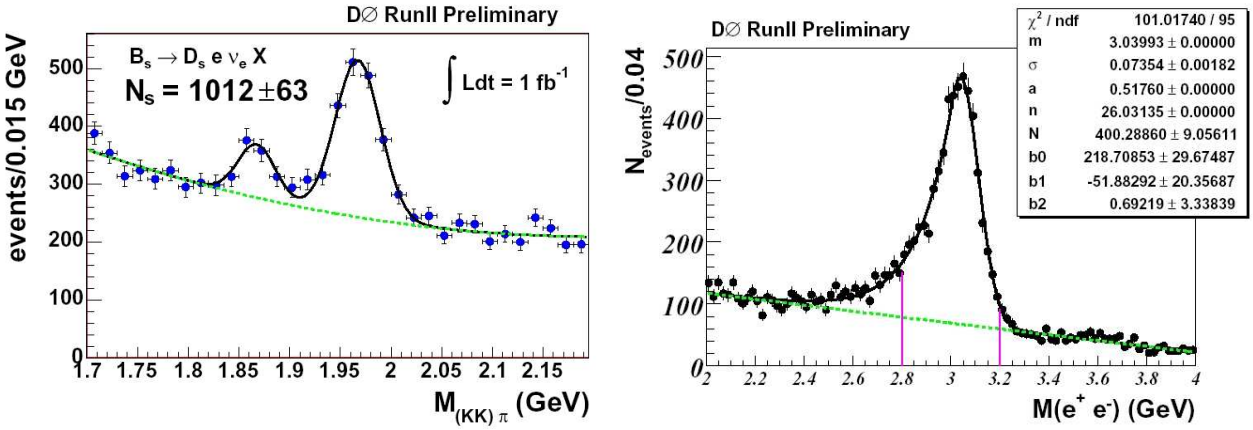


FIG. 4.1.1 – *A gauche, distribution en masse invariante K^+K^- dans des jets de quarks b étiquetés par un électron. A droite, distribution en masse invariante e^+e^- pour des électrons de faible impulsion transverse ($p^e_T \lesssim 10$ GeV/c).*

L'étalonnage en énergie du calorimètre se fait à partir d'électrons provenant du boson Z, dont la masse est connue de façon suffisamment précise [3]. La réponse du calorimètre, en première approximation, est linéaire. Cela signifie qu'un seul point de calibration permet de connaître l'énergie des électrons et des photons, à partir des dépôts électromagnétiques mesurés et quelles que soient leurs énergies. Cependant, une calibration à plus basse énergie permettrait d'une part de vérifier *in-situ* la linéarité de la réponse du calorimètre et de quantifier les éventuelles déviations. Un second point d'étalonnage permettrait d'autre part de mesurer la résolution *in-situ* du calorimètre à partir de la largeur expérimentale des particules reconstruites. Des analyses de physique, comme la contrainte indirecte de la masse du boson de Higgs par la mesure de la masse du W sont très sensibles à la linéarité du calorimètre. Expérimentalement, la résonance J/Ψ est un bon candidat pour la calibration du calorimètre à basse énergie : son rapport d'embranchement en leptons est assez grand ($BR(J/\Psi \to l^+l^-) = 5.9 \pm 0.1\%$[3]) et sa largeur est très étroite ($\Gamma(J/\Psi) = 91 \pm 3$ keV[3]). En pratique, il est possible d'obtenir un rapport $S/B \approx \mathcal{O}(1)$, ce qui permet d'avoir accès à un signal visible et de mesurer directement la résolution du calorimètre.

La présence de leptons dans les jets est une caractéristique spécifique aux jets beaux et dans une moindre mesure aux jets charmés. En incluant aussi les désintégrations en cascade $b \to c \to lX$, environ 20% des hadrons beaux se désintègrent semileptoniquement, par famille

de leptons. L'étiquetage des jets par la présence de muons est déjà utilisé à DØ. Cette méthode permet de créer un lot de données enrichies en saveurs lourdes, servant ensuite à mesurer les performances des autres algorithmes d'étiquetage, basés sur la reconstruction explicite de vertex secondaires ou les traces à grand paramètre d'impact. Une méthode supplémentaire d'étiquetage des jets par la présence d'électrons fournit un moyen indépendant de contrôle des performances des algorithmes d'étiquetage existants. Leurs incertitudes statistiques, dominantes, peuvent être diminuées par la combinaison des deux algorithmes d'étiquetage par lepton. Cette augmentation de l'acceptance totale sur les jets étiquetés par lepton est aussi utile pour certaines analyses de physique pour lesquelles l'identification des jets beaux est un élément essentiel (identification de quarks top ($t \to Wb$), recherche directe du boson de Higgs ($H \to b\bar{b}$) ou de particules supersymétriques $\tilde{t}$, $\tilde{b}$, ...).

4.2 Reconstruction des électrons mous par la méthode de la route

La "méthode de la route" est basée sur l'association des dépôts énergétiques mesurés dans le calorimètre sur le "chemin" de l'électron, ce chemin étant déterminé par l'extrapolation de la trajectoire de l'électron mesurée par les détecteurs de trace. Nous présentons ses caractéristiques en détail avant de nous intéresser aux modifications que nous lui avons apportées.

4.2.1 Description

L'algorithme de cône, utilisé pour la reconstruction des objets électromagnétiques, n'est pas adapté à la reconstruction des électrons de bas moment transverse se superposant à des jets : soit l'objet n'est pas reconstruit à cause de la faible quantité d'énergie déposée, soit il est reconstruit mais ne satisfait pas aux critères de qualité (comme l'isolation énergétique), soit il est rassemblé avec d'autres dépôts énergétiques sous la forme d'un unique jet.

La méthode décrite dans cette partie tire partie de la granularité fine du calorimètre, adaptée à la taille transverse d'un électron. Elle répond à deux conditions contradictoires : contenir autant d'énergie de l'électron que possible tout en construisant une route la plus étroite possible pour exclure les dépôts d'énergie n'appartenant pas à l'électron. L'interpolation des traces dans le calorimètre donne des positions possibles pour la recherche de gerbes électromagnétiques. Un amas de cellules du calorimètre électromagnétique est alors constitué, et des critères de qualité portant sur l'énergie de l'objet reconstitué et la trace associée sont appliqués.

4.2.1.1 Selection et extrapolation des traces

L'algorithme de la route sélectionne les traces de $p_T^{trace} > 1.5$ GeV/c afin d'avoir une bonne résolution sur leurs propriétés. Ces traces sont ensuite extrapolées dans le calorimètre électromagnétique. La trajectoire de la particule est une hélice à l'intérieur de l'aimant solénoïdal et une ligne droite à l'extérieur puisque le champ magnétique résiduel est considéré comme nul. L'extrapolation permet ainsi de localiser l'éventuel dépôt d'énergie dans le calorimètre central ou dans les bouchons, ainsi que les cellules dans lesquelles l'électron aurait déposé son énergie. A ces fins, les intersections de la trace avec les cellules du calorimètre sont calculées au niveau des rayons intérieur, moyen et extérieur de chaque couche du calorimètre. Les cellules sélectionnées

sont celles traversées par l'extrapolation de la trace, dont un exemple est montré à la figure 4.2.2.

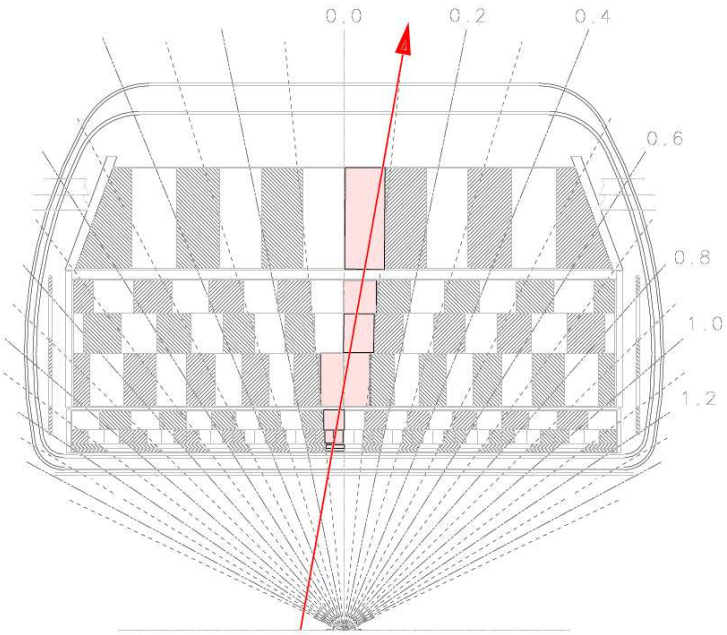


FIG. 4.2.2 – *Coupe longitudinale du calorimètre de DØ, montrant les cellules traversées par l'extrapolation d'une trace (flèche rouge). Figure extraite de [44].*

4.2.1.2 Construction de la route dans le calorimètre central

En première approximation, la route est constituée de toutes les cellules traversées par l'extrapolation de la trace, dans les trois premiers étages du calorimètre. Les électrons recherchés sont de basse énergie et déposent en général peu d'énergie dans la quatrième couche. Exclure cette dernière couche permet d'améliorer la discrimination électron-hadron. Des cellules supplémentaires peuvent néanmoins être ajoutées si la trajectoire de l'électron est trop décentrée sur la cellule. L'ajout des cellules voisines est contrôlé par le paramètre *dismerge*, défini comme la distance entre l'extrapolation de la trace et le bord de la cellule. La cellule voisine est ajoutée si la distance de la trace au bord de cette cellule est plus petite que *dismerge*.

Les traces, dans la gamme en impulsion transverse des électrons considérés ($p_T^e > 5$ GeV) sont très peu défléchies par le champ magnétique et sont quasiment radiales : la trajectoire intercepte uniquement des cellules de même position en ϕ. En revanche, la trajectoire de l'électron peut traverser plusieurs bandes en η (cellules de même η). La figure 4.2.3 montre le nombre de cellules en η traversées par l'extrapolation de la trace dans les trois premières couches du calorimètre. Dans les deux premiers étages du calorimètre, une seule cellule est traversée dans 92% des cas, et deux cellules dans 8% des cas. Dans le troisième étage, de granularité deux fois plus fine en η et en ϕ, jusqu'à trois bandes en η peuvent être traversées. Dans ce cas (3% du total), la dernière cellule traversée contient rarement plus de 20% de l'énergie déposée dans la couche [45]. L'exclusion de cette troisième cellule dans la construction de la route permet d'améliorer la discrimination e/π.

Pour un électron isolé d'impulsion transverse comprise entre 5 et 25 GeV/c, en moyenne 90% de l'énergie est déposée dans les cellules sélectionnées, correspondant à 80% de l'énergie totale

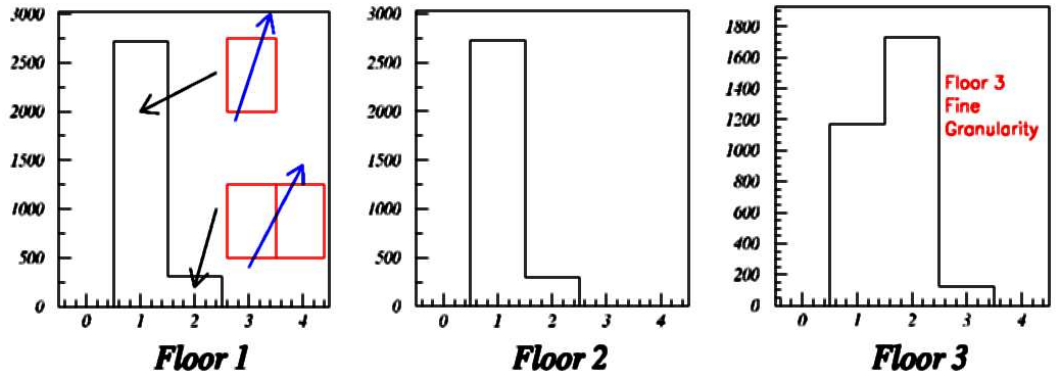


FIG. 4.2.3 – *Nombre de cellules de même η traversées par l'extrapolation de la trace dans les trois premières couches du calorimètre.*

déposée dans le calorimètre. Relativement à l'énergie générée, la résolution en énergie reconstruite est de 21%, légèrement dégradée par rapport à celle du calorimètre entier de 16%. La figure 4.2.4 montre les distributions du rapport de l'énergie contenue dans la route à l'énergie déposée dans les trois premières couches.

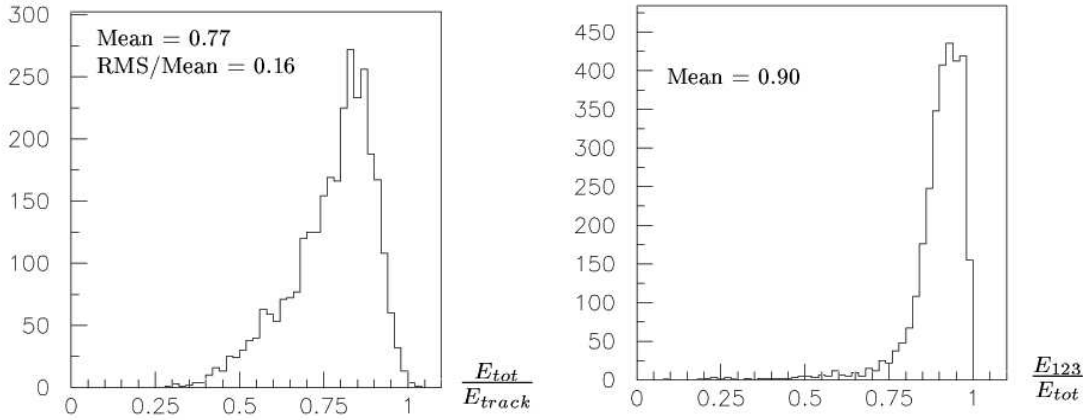


FIG. 4.2.4 – *A gauche : Fraction de l'énergie générée contenue dans la route. A droite : Fraction de l'énergie de l'électron reconstruit par rapport à l'énergie déposée dans la route.*

4.2.1.3 Construction de la route dans les calorimètres bouchons

Définir la route par l'ensemble des cellules traversées par l'extrapolation de la trace en ajoutant éventuellement des cellules voisines est inapproprié dans les calorimètres bouchons. La géométrie est plus compliquée que celle du calorimètre central, la granularité de la troisième couche n'est deux fois plus fine que pour $|\eta^{\text{det}}| < 2.6$, et le calorimètre est séparé en trois sections : interne, médiane et externe. Enfin, à grand $|\eta|$, la taille physique des cellules devient plus petite que la dimension typique d'une gerbe électromagnétique. L'algorithme alternatif le plus simple consiste à définir un cylindre autour de l'extrapolation de la trace, dont le rayon doit être comparable à celui d'une gerbe électromagnétique. Toutes les cellules dont le centre est compris dans ce cylindre sont ajoutées. La figure 4.2.5 montre le nombre de cellules incluses dans la route dans le premier étage et dans le troisième étage du calorimètre. L'équivalent du paramètre *dismerge* est ici le rayon du cylindre dont la valeur par défaut est de 3 cm.

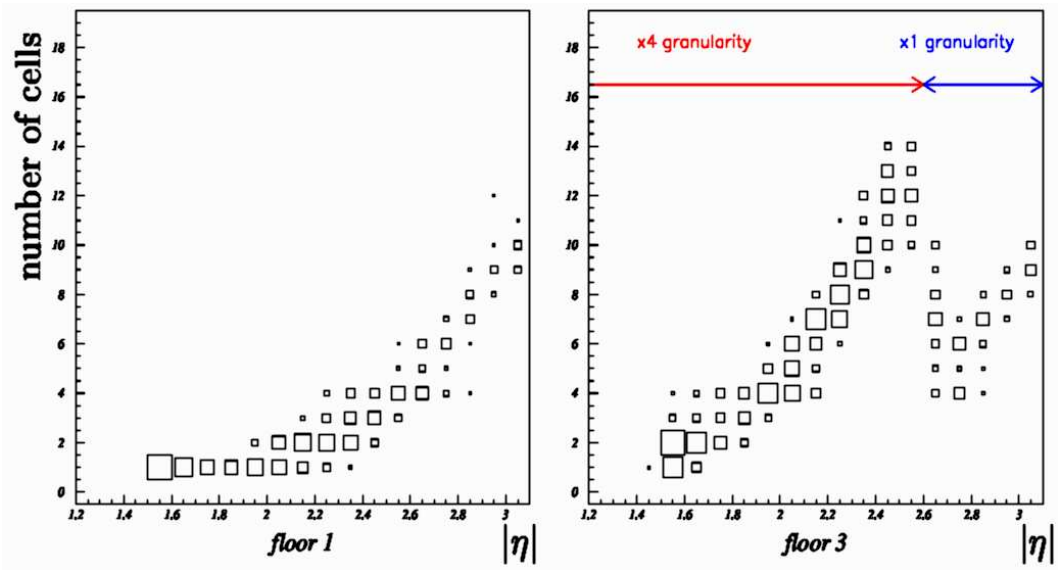


FIG. 4.2.5 – *Nombre de cellules incluses dans la route pour un cylindre de rayon 3 cm dans le premier étage du calorimètre (à gauche), dans le troisième étage du calorimètre (à droite).*

Pour un électron isolé d'impulsion transverse comprise entre 5 et 25 GeV/c, en moyenne 90% de l'énergie est déposée dans les cellules sélectionnées, représentant 85% de l'énergie totale déposée dans le calorimètre. La résolution sur l'énergie reconstruite est de 21%, alors qu'elle est de 15% pour le calorimètre entier. La dégradation de l'énergie est donc faible. La figure 4.2.4 montre les distributions du rapport de l'énergie contenue dans la route à l'énergie déposée dans les trois premières couches.

4.2.1.4 Quantités calculées et variables discriminantes

Dans le but d'améliorer la discrimination entre les électrons et les pions, plusieurs quantités peuvent être calculées à partir des cellules sélectionnées et de la trace associée. Ce sont :

- $\mathbf{E_T^{cell}}$: l'énergie transverse de la cellule sélectionnée est calculée à partir de l'énergie mesurée dans la cellule $\mathrm{E^{cell}}$ et l'angle polaire θ^{trace} de la trace associée à l'électron. La relation est $\mathrm{E_T^{cell}} = \mathrm{E^{cell}} \sin\theta^{\mathrm{trace}}$. L'angle polaire déduit des positions du vertex primaire et des cellules calorimétriques n'est pas utilisé : il peut être erroné lors d'une mauvaise reconstruction du vertex primaire ;
- $\mathbf{E^{SEM}}$: l'énergie du candidat électron est calculée comme somme des énergies individuelles des cellules, à condition que celles-ci dépassent un certain seuil fixé à 10 MeV afin d'éviter d'inclure les cellules d'énergie négative après soustraction du bruit ;
- $\mathbf{p^{SEM}}$: l'impulsion de l'électron est donnée par l'impulsion de la trace associée ;
- $\mathbf{E_T^{SEM}}$: l'énergie transverse de l'électron est calculée de la manière suivante : $\mathrm{E_T^{SEM}} = \mathrm{E^{SEM}} \sin\theta^{\mathrm{trace}}$ où θ^{trace} est l'angle polaire de la trace associée à l'électron ;
- $\mathbf{E_T^{total}}$: $\mathrm{E_T^{total}}$ est l'énergie transverse de toutes les cellules traversées par l'extrapolation de la trace dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques comme décrit dans les parties précédentes ;
- $\mathbf{EM_f^{SEM}}$: la fraction électromagnétique pour les électrons de bas moment transverse est définie de manière analogue à celle des électrons énergétiques. Elle est calculée comme

le rapport de l'énergie transverse défine par la méthode de la route sur l'énergie totale déposée le long de l'extrapolation de la trace : $EM_f^{SEM} = E_T^{SEM}/E_T^{total}$. Une valeur proche de 1 signifie que l'objet est isolé énergétiquement. Une valeur plus faible, de l'ordre de 0.7 est possible pour des électrons mous dans des jets ;

- $\mathbf{E/p^{SEM}}$: la quantité E/p^{SEM} est le rapport entre l'énergie électromagnétique reconstruite par la méthode de la route et l'impulsion transverse de la trace associée. Pour un électron mou cette quantité est proche de 0.8. Elle est plus faible pour les hadrons puisqu'ils déposent en moyenne une faible fraction de leur énergie dans les trois premières couches du calorimètre électromagnétique.

Ces variables permettent de définir des critères de qualité. De la même manière que pour les électrons énergétiques et isolés, plusieurs niveaux de qualité existent pour l'identification des électrons mous. Le qualificatif *"loose"* est défini par les critères suivants : $EM_f^{SEM} > 0.6$ et $0.4 < E/p^{SEM} < 1.3$. Les électrons mous *"tight"* doivent remplir des conditions plus strictes : $EM_f^{SEM} > 0.85$ et $0.6 < E/p^{SEM} < 1.05$.

4.2.2 Performances

Il a été montré que les performances de la méthode de la route ne sont pas améliorées en utilisant différentes valeurs du paramètre *dismerge*. Par la suite, aucune cellule adjacente aux cellules traversées par l'extrapolation de la trace n'est ajoutée. Les performances de la méthode de la route sont montrées pour la valeur du paramètre *dismerge*=0. La taille du cylindre de reconstruction utilisée dans les calorimètres bouchons est de 3 cm. Par défaut, l'objet est identifié comme électron mou s'il satisfait les critères *"tight"*. Les performances de l'algorithme de la route sont évaluées en terme d'efficacité de reconstruction d'électrons de bas moment transverse, et en terme de pureté des candidats reconstruits.

4.2.2.1 Données utilisées

Les performances de la méthode de la route sont mesurées dans les données en terme d'identification de résonances J/Ψ et Υ : mesure du rapport signal sur bruit et estimation de la significance. L'enregistrement des données réclame deux dépôts d'énergies transverses supérieures à 3 et 6 GeV et des traces d'impulsion transverse supérieures à 3 et 5 GeV/c au premier niveau de déclenchement (L1). Au niveau L2, ces objets sont associés dans un cône $\Delta\phi < 0.1$ rad. La méthode de la route est implémentée au niveau L3 qui demande deux électrons mous de qualité *"loose"* dont un *"tight"*. La luminosité correspondant à ces données est d'environ 50 pb^{-1}.

Pour estimer l'efficacité de reconstruction et d'identification des vrais électrons mous, nous avons utilisé des événements simulés J/Ψ, $Z \to b\bar{b}$ avec au moins un jet beau semileptonique, et $t\bar{t}$ semileptonique. Pour estimer la pureté en électrons reconstruits, nous avons utilisé des événements simulés $Z \to c\bar{c}$ et multijets dont le moment transverse du processus dur est compris entre $10 \leq \hat{p_T} \leq 20$ GeV/c et $20 \leq \hat{p_T} \leq 40$ GeV/c. Les autres événements ont été générés par PYTHIA avec 0.4 événements de biais minimum supplémentaires, conformément à ce qui est décrit dans la partie détecteur 3.5. Le système de déclenchement décrit ci-dessus a été simulé pour les événements J/Ψ, pour comparer les performances de la méthode de la route avec

les données J/Ψ. Il n'a pas été simulé pour les autres processus qui sont destinés à mesurer les performances d'étiquetage des jets par électron mou ; le système de déclenchement de tels événements dans les données réelles est basé sur des objets (jets et leptons) énergétiques. La version du code de reconstruction est *p14* et inclut les corrections appropriées. La version supérieure stable (*p17*) n'était pas encore disponible pour les données simulées.

4.2.2.2 Performances dans la simulation

Bien que l'algorithme de la route ait été conçu pour reconstruire et identifier des électrons mous, il est possible que d'autre types de particules soient reconstruites et faussement identifiées comme électrons mous. Un vrai électron mou est défini comme un électron généré reconstruit et identifié par la méthode de la route. Au contraire, un faux électron mou est défini comme une particule de durée de vie suffisante pour interagir avec le calorimètre ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}, \gamma$, ...) différente d'un électron mais qui a été reconstruite et identifiée par l'algorithme de la route.
L'association entre objet reconstruit et particule générée est effectuée dans un cône de rayon $\Delta R < 0.01$ défini comme la distance dans le plan $\eta \times \phi$ entre la trace associée au candidat électron mou (en η^{SEM}, ϕ^{SEM}) et la direction (en η^{MC}, ϕ^{MC}) de la particule générée :

$$\Delta R = \sqrt{(\phi^{MC} - \phi^{SEM})^2 + (\eta^{MC} - \eta^{SEM})^2}$$

La condition d'association avec la particule la plus proche telle que $\Delta R < 0.01$ résulte d'un compromis entre statistique et qualité de l'association. Ainsi, la particule associée est connue de façon non ambigüe [46].

La figure 4.2.6 montre la distribution en impulsion transverse des vrais et faux électrons mous dans les processus considérés. Pour les événements J/Ψ, on distingue nettement les strucures à $p_T^e \sim 3$ et 5 GeV/c des deux électrons qui ont servi au déclenchement. Les autres distributions sont décroissantes en fonction de l'impulsion transverse de l'électron mou, avec une pente variant selon les processus.

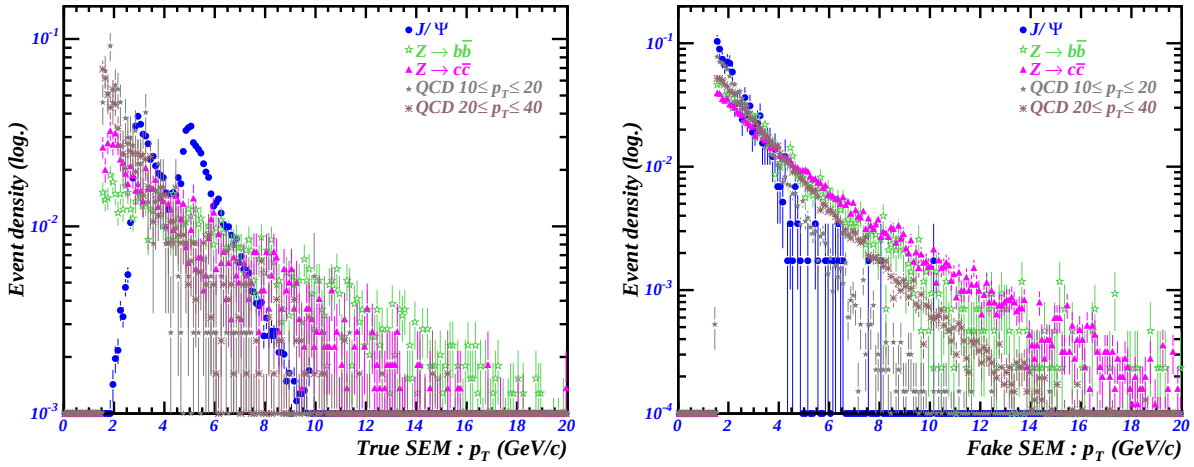


FIG. 4.2.6 – *Spectres normalisés en impulsion transverse des vrais électrons mous (à gauche) et des faux électrons mous (à droite), pour différents processus.*

Le tableau 4.1 répertorie le nombre moyen d'électrons de bas moment transverse reconstruits

par événement, en fonction du processus, et de leur composition en vrais et faux électrons mous. Pour le processus $J/\Psi \to e^+e^-$, 1.7 électrons mous sont reconstruits en moyenne, et sont associés dans la grande majorité des cas (97%) à un vrai électron provenant du J/Ψ. Par contre, dans un environnement hadronique multijets, les électrons mous sont dans la majorité des cas ($\approx$ 90%) associés à des particules autres que de vrais électrons. Pour les événements $Z \to b\bar{b}$ avec au moins un jet beau semileptonique, 1.4 électrons mous sont reconstruits au lieu de 1.2 générés, avec un taux de pureté en vrais électrons mous de 50%.

Les critères *"loose"* ou *"tight"* sur l'identification des électrons mous modifient la pureté de vrais électrons mous. Le nombre de vrais élecrons mous dans les jets b augmente de 40% s'il est de qualité *"loose"*, alors que le nombre de faux électrons mous est multiplié par un facteur cinq environ. Ce changement de pureté varie de la même façon dans les deux parties du calorimètre.

TAB. 4.1 – *Nombre moyen d'électrons mous pour différents processus, et composition en vrai et faux électrons mous.*

Processus	Nombre moyen d'électrons mous reconstruits	Fraction de vrais électrons mous (%)	Fraction de faux électrons mous (%)
J/Ψ	1.69	97.1 ± 0.1	2.9 ± 0.1
$Z \to b\bar{b}$	1.39	48.8 ± 0.4	51.2 ± 0.4
QCD $10 \leq \hat{p_T} \leq 20$	0.29	2.7 ± 0.2	97.3 ± 0.2
QCD $20 \leq \hat{p_T} \leq 40$	0.63	2.6 ± 0.1	97.4 ± 0.1
$Z \to c\bar{c}$	0.90	8.1 ± 0.2	91.9 ± 0.2

Le tableau 4.2 montre le type de particules associées aux faux électrons mous reconstruits. Leur répartition ne dépend ni du processus considéré ni de la région du calorimètre. La grande majorité des faux électrons mous sont associés à des pions ou kaons chargés (85%). Environ 10% des faux électrons mous sont des protons de faible impulsion transverse ($p_T^p \sim 2.5$ GeV/c en moyenne). Les 2% restant, des particules neutres γ et π^0, résultent d'associations accidentelles entre trace et dépôt d'énergie.

TAB. 4.2 – *Composition des faux électrons mous. Les nombres entre parenthèses indiquent l'erreur sur les derniers chiffres : 34.2(7) signifie* 34.2 ± 0.7.

Processus	π^- (%)	π^+ (%)	K^- (%)	K^+ (%)	P (%)	$\bar{P}$ (%)	γ (%)	π^0 (%)
J/Ψ	35(2)	33(2)	6(1)	6(1)	6(1)	12(1)	2.0(7)	0.1(3)
$Z \to b\bar{b}$	37.0(7)	34.2(7)	10.3(5)	7.5(4)	2.7(2)	5.0(3)	1.9(2)	0.6(1)
QCD $10 \leq \hat{p_T} \leq 20$	34.0(4)	32.2(4)	8.0(2)	5.4(2)	6.6(2)	12.2(2)	1.1(1)	$\leq 0.1(1)$
QCD $20 \leq \hat{p_T} \leq 40$	37.0(2)	34.7(2)	7.6(1)	5.8(1)	5.2(1)	8.5(1)	1.44(5)	$\leq 0.1(1)$
$Z \to c\bar{c}$	36.6(3)	34.5(3)	9.8(2)	7.3(2)	3.5(1)	5.4(1)	1.02(6)	0.6(1)

4.2.2.3 Performances dans les données réelles

L'objectif est de comparer les performances de la méthode de la route pour des électrons mous *"loose"* ou *"tight"*, en terme de signal sur bruit et de significance. La méthode utilisée est la reconstruction de J/Ψ dans les données spécialement prévues à cet usage et décrites dans la partie 4.2.2.1. Pour reconstruire des J/Ψ, l'événement doit satisfaire les conditions suivantes :

- avoir exactement deux électrons mous reconstruits afin d'éviter les problèmes de combinatoire, lors de la reconstruction de la masse invariante ;

- les deux électrons mous sont reconstruits dans le calorimètre central pour améliorer la pureté en vrais électrons mous ;
- les deux électrons mous sont de charge opposée ;
- les critères de qualité sont : un électron *"loose"* et un électron *"tight"*, ou deux électrons *"tight"* pour comparer les performances.

La masse invariante de ces deux électrons est calculée à partir des propriétés des traces et non à partir des énergies. La figure 4.2.7 montre la distribution en masse invariante utilisant la procédure décrite ci-dessus et pour le lot complet de données. En considérant le cas avec deux électrons *"tight"*, on distingue un fond important (62000 ± 1500 événements) dans la région de basse masse ($0 \leq \mathrm{m_{e^+e^-}} \leq 4$ GeV/c^2) due aux conversions de photons ($\gamma \to e^+e^-$), aux processus Drell-Yan $q\bar{q} \to e^+e^-$ et aux faux électrons mous. Sur la figure 4.2.7, on distingue nettement une bosse dans la région $8 \leq \mathrm{m_{e^+e^-}} \leq 20$ GeV/c^2. Elle serait due à la reconstruction artificielle d'électrons mous (30000 événements environ), engendrée par les bruits dans le calorimètre dans cette région en énergie [47]. Enfin, on compte 2660 ± 90 événements J/Ψ par-dessus 1380 ± 70 événements de bruits de fond (dans la fenêtre en masse $2.5 \leq \mathrm{m_{e^+e^-}} \leq 3.2$ GeV/c^2). Le rapport signal sur bruit est de S/B $\sim 1.93 \pm 0.06$ pour une significance de S/$\sqrt{\mathrm{B}} \sim 70\ \sigma$. En considérant le cas avec un électron *"loose"* et un électron *"tight"*, le signal est moins visible avec S/B $\sim 0.84 \pm 0.02$ et S/$\sqrt{\mathrm{B}} \sim 30\ \sigma$. Ces chiffres sont obtenus en utilisant une fonction d'ajustement, qui a montré sa fiablilité dans l'expérience BaBar. Cette fonction est formée de :

- deux gaussiennes asymétriques pour les signaux J/Ψ et Ψ(2S), modélisant la résolution du détecteur et les pertes d'énergie des électrons par bremmstrahlung, de la forme :

$$CB(m_{ee}) = \begin{cases} C_0 e^{-\frac{1}{2}(\frac{m_{ee}-m}{\sigma})^2} & si\ m_{ee} \geq m - a\sigma \\ C_0 \frac{e^{-\frac{a^2}{2}}(\frac{n}{a})^n}{(\frac{m-m_{ee}}{\sigma}+\frac{n}{a}-a)^n} & si\ m_{ee} \leq m - a\sigma \end{cases}$$

- une double exponentielle décroissante, modélisant les contributions des faux électrons mous et le processus Drell-Yan :

$$Bkg(m_{ee}) = C_1 \cdot e^{-\lambda_1 m_{ee}} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 m_{ee}}$$

Cette courbe permet aussi d'obtenir des informations sur le détecteur de traces. La masse du J/Ψ issue de l'ajustement est de 3.045 ± 0.005 GeV/c^2, non compatible avec la mesure de référence [3] $\mathrm{m_{J/\Psi}} = 3.096 \pm 0.004$ GeV/c^2. Comme cette mesure est effectuée à partir des traces, cela peut suggérer soit que le code de reconstruction ne prend pas assez précisément en compte les inhomogénéïtés du champ magnétique, soit que l'impulsion des traces ne prend pas en compte correctement l'effet de bremmstrahlung dans le calcul de l'impulsion des traces. Les mesures de masse du J/Ψ à partir d'événements di-muons valideraient la première hypothèses : un décalage en masse par rapport à la valeur de référence a également été observé [48]. Des études concernant la connaissance du champ magnétique solenoïdal sont en cours.

La deuxième information est la largeur de la résonance, proportionnelle à la résolution des traces puisque la largeur intrinsèque du J/Ψ est négligeable ici : $\Gamma_{\mathrm{ee}} = 0.078 \pm 0.005$ GeV implique une résolution en impulsion des traces $\sigma(\mathrm{p})/\mathrm{p} = 1.9\%$, en accord avec la valeur attendue

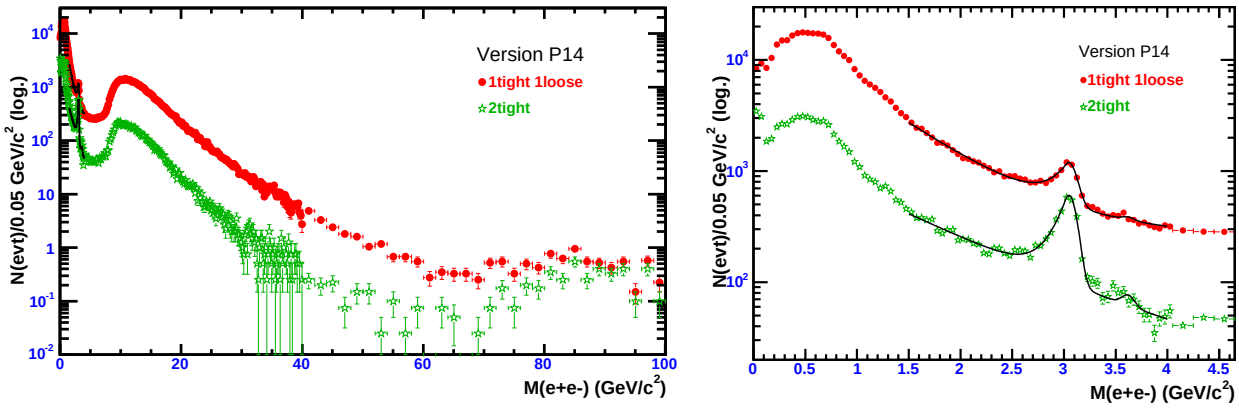


FIG. 4.2.7 – *Masse invariante di-électrons "1 loose 1 tight" en rouge et "2 tight" en vert (à gauche), et détail de cette distribution dans la région à basse masse* ($0 < \mathrm{m_{ee}} < 4.5$ GeV/c^2) *(à droite). La fonction* $\mathrm{Bkg(M_{ee})} + \mathrm{CB(M_{ee})}$ *est ajustée sur cette distribution autour du pic du* $\mathrm{J/\Psi}$.

$\sigma(\mathrm{p})/\mathrm{p} = 2.0\%$ pour le domaine d'énergies considéré et pour des traces centrales.
En associant un électron reconstruit par un algorithme de cône à un électron mou ($\Delta\mathrm{R} < 0.1$), il est possible d'obtenir des informations sur la linéarité et la résolution du calorimètre électromagnétique. La figure 4.2.8 montre la masse reconstruite di-électrons à partir du calorimètre. On distingue la contribution des $\mathrm{J/\Psi}$ autour de $\mathrm{m_{e^+e^-}} \approx 3$ GeV/c^2 et des Υ autour de $\mathrm{m_{e^+e^-}} \approx 9.5$ GeV/c^2. A l'aide d'une fonction d'ajustement gaussienne pour chaque résonance et d'une fonction $\mathrm{Bkg(m_{ee})} = (\mathrm{m_{ee}} - \mathrm{m_0})^\alpha$ pour modéliser le fond, la masse mesurée du $\mathrm{J/\Psi}$ est de 3.06 ± 0.01 GeV/c^2 pour une largeur $\sigma_{\mathrm{ee}} = 0.30 \pm 0.01$ GeV/c^2 directement reliée à la résolution du calorimètre. La première mesure indique une déviation en linéarité du calorimètre de $3.3 \pm 0.3\%$ dans ce domaine d'énergie. Cela pourait se traduire par une déviation de 100 ± 10 MeV sur la masse mesurée du boson W. La mesure de la résolution du calorimètre est en accord avec la simulation : $\sigma(\mathrm{m})/\mathrm{m} = 10\%$.

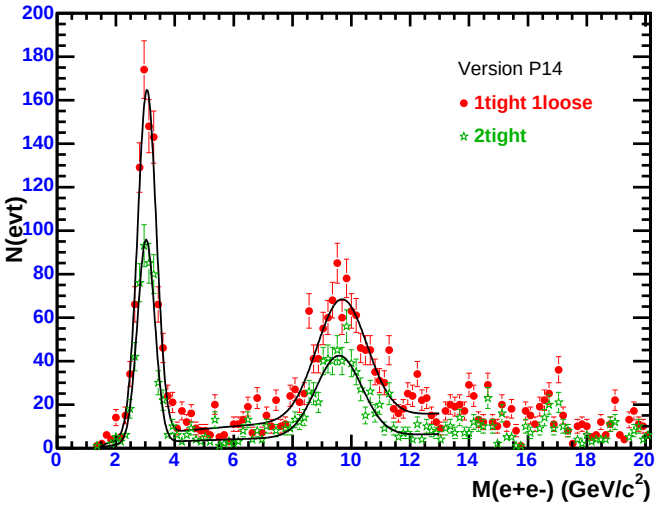


FIG. 4.2.8 – *Masse reconstruite di-électrons. Ces électrons sont reconstruits par un algorithme de cône et associés à un électron mou avec* $\Delta\mathrm{R} < 0.1$.

4.2.2.4 Conclusion

La méthode de la route permet d'identifier des électrons de bas moment transverse provenant de résonances de basse masse. Les électrons mous sont d'un grande utilité pour obtenir des informations sur le détecteur : résolution des traces de basse impulsion ($3 < p < 15$ GeV/c), résolution du calorimètre à basse énergie ($3 < E < 15$ GeV), inhomogénéïtés du champ magnétique solénoïdal, linéarité du calorimètre. Des analyses de physique de précision, telle la mesure de la masse du boson W, sont très dépendantes de ces résultats.
Concernant l'étiquetage des jets b, l'analyse sur les données simulées a montré que les électrons mous superposés à des jets hadroniques sont en réalité essentiellement des mésons chargés légers. Des études antérieures [45] ont montré que la pureté en vrais électrons mous n'était pas suffisante pour permettre de discriminer efficacement les jets semileptoniques des jets hadroniques par la présence d'un électron. L'utilisation des détecteurs de pieds-de-gerbes peut aider à différencier les vrais et faux électrons mous par une discrimination supplémentaire entre électrons et pions.

4.3 Améliorations de la méthode de la route

4.3.1 Rôle des détecteurs de pieds-de-gerbes

Les détecteurs de pieds-de-gerbes ont été conçus pour améliorer la résolution en énergie des particules électromagnétiques, dégradée par la présence du solenoïde pour le Run II; et pour améliorer la discrimination e/π. Ces détecteurs sont décrits dans la partie 3.3.3. Au moment où cette étude a été effectuée, seul le CPS était calibré. Les améliorations de la méthode de la route ne sont donc valables que pour des électrons centraux ($|\eta| < 1.1$).

La discrimination $e, \gamma/\pi^{\pm}$ se fait par la mesure du dépôt d'énergie dans ces détecteurs. Les pions chargés sont généralement au minimum d'ionisation et déposent quelques MIP (1 MIP=1.2 MeV). Les particules électromagnétiques, quant à elles, ont déjà interagit avec la matière du solénoïde lorsqu'elles rencontrent le CPS. La gerbe électromagnétiques est déjà développée : le dépôt d'énergie dans le CPS varie selon l'énergie de la particule. Plus précisément, l'énergie mesurée dans le CPS est proportionnelle à l'énergie de la particule puisque nous considérons des particules de relativement faible énergie, inférieure à 15 GeV, loin du seuil de saturation en énergie du CPS.

La figure 4.3.9 illustre la corrélation entre l'énergie vraie de la particule et l'énergie reconstruite dans le CPS pour des électrons et des pions. Ces deux quantités sont reliées par : $E_{CPS} = (9.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} E^{vraie}$ pour des électrons et $E_{CPS} = 0.045 \pm 0.01$ GeV pour des pions chargés. Cependant, pour une certaine énergie générée, la distribution en énergie reconstruite a une forme poissonienne avec une queue de distribution étirée à grande énergie.

Dans le détecteur FPS, cette discrimination est améliorée par l'ajout d'une plaque d'absorbeur en plomb entre les 2x2 couches de scintillateurs : les électrons déposent d'abord un MIP dans la première couche, puis la gerbe commence à se développer dans l'absorbeur. Elle interagit avec la deuxième couche formant ainsi un dépôt plus large. Les photons, neutres électriquement, n'interagissent pas avec le scintillateur mais la gerbe se développe dans l'absorbeur et la signature dans la deuxième couche est identique à celle des électrons. Enfin, les pions chargés laissent

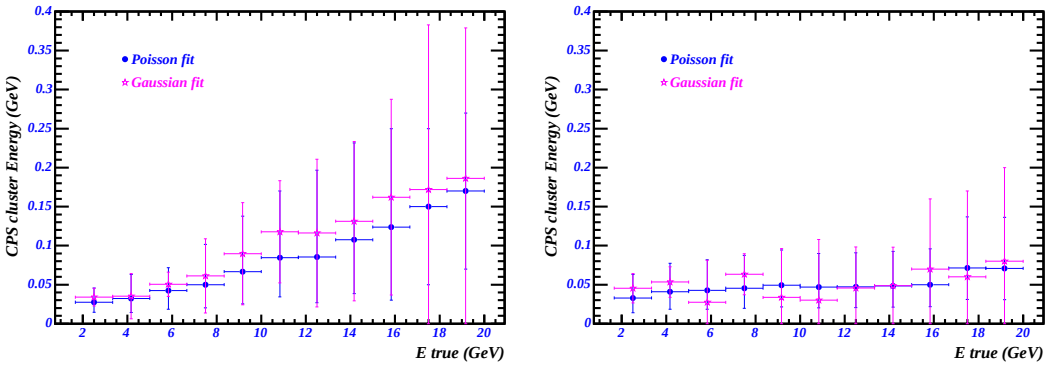


FIG. 4.3.9 – *Energie du "cluster CPS" en fonction de l'énergie vraie des particules : électrons (à gauche) et pions (à droite). Deux fonctions d'ajustement, gaussienne et poissonienne, ont été utilisées. La valeur moyenne de ces distributions est représentée. Les barres d'erreurs correspondent à la largeur des distributions à 10% de la hauteur.*

la même quantité d'énergie dans les deux couches.

Les particules électromagnétiques produites dans les collisions déposent une partie de leur énergie dans le solénoïde et les parois du cryostat (soit 4 X_0 au total) avant d'interagir avec la matière instrumentée du détecteur. L'électron a alors perdu beaucoup de son énergie avant d'atteindre le calorimètre et les corrections sont d'autant moins précises que l'énergie perdue est grande. La présence du CPS entre l'aimant et la paroi externe du cryostat permet de faire les premières mesures de la position et de l'énergie de la particule, ce qui permet d'appliquer des corrections en énergie moindres et de réduire l'effet des incertitudes sur ces corrections.

4.3.2 Reconstruction du dépôt énergétique dans le CPS

Une particule chargée traversant le détecteur de pieds-de-gerbes central est détectée par la présence de lumière dans les trois étages x, u, v de fibres scintillantes. Inversement, la donnée de trois fibres dans les trois étages x, u, v permet de reconstruire en trois dimensions le point d'interaction. Cependant, plusieurs fibres de type x, u, ou v sont touchées dans un même événement, amenant ainsi des dépôts "fantômes" liés à la mauvaise combinaison des différentes fibres. Un *"cluster CPS"* est défini par un ensemble de points d'intersection de fibres x, u, v d'énergies compatibles entre elles et adjacentes, recréant ainsi un dépôt d'énergie de quelques centimètres de rayon.
Le centre du *"cluster CPS"* est le barycentre des points d'intersection des fibres x, u, v, pondérés par l'énergie mesurée dans chaque fibre. La largeur en ϕ ou z est calculée comme l'écart-type des distributions d'énergies en ϕ ou z.

4.3.3 Association entre trace et *"cluster CPS"*

La discrimination entre vrais et faux électrons mous repose sur la présence ou non d'un dépôt d'énergie dans le CPS au-dessus d'un seuil en énergie. Plusieurs méthodes associant le calorimètre et le CPS existent mais elles ont été conçues pour des électrons de haute énergie [49]. Une méthode, appelée *méthode des intersections*, existe pourtant pour des électrons de basse énergie, mais elle a les inconvénients de supposer que le champ magnétique vaut 2 T à l'extérieur du solénoïde, et de faire des calculs exacts d'intersection entre une trajectoire hélicoïdale et un

cylindre, coûteux en temps de calcul. Cette méthode n'est pas utilisée pour associer un *"cluster CPS"* à un électron mou, sauf mention explicite.

La nouvelle méthode présentée ici est plus rigoureuse, tout en étant plus simple et plus rapide en temps d'exécution que les méthodes existantes. Elle utilise les traces des électrons mous et les extrapole avec précision au niveau du CPS. Elle est appelée *méthode des approximations.*
Le calcul des déviations en $\Delta\phi$ et Δz entre la direction de la trace au point de plus proche approche ($\eta_{\rm dca}$ et $\phi_{\rm dca}$) et sa position dans le CPS ($z_{\rm cps}$ et $\phi_{\rm cps}$) est donnée en annexe A. Il se base sur les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Les traces ont une trajectoire hélicoïdale à l'intérieur du solénoïde car le champ magnétique est uniforme.
- L'impulsion mesurée de la trace tient compte, en moyenne, des pertes d'énergie par bremmstrahlung et des interactions avec la matière en amont du CPS.
- Les traces ont une trajectoire rectiligne à l'extérieur du solénoïde car le champ magnétique résiduel est nul.
- Les trajectoires sont peu défléchies : la trajectoire hélicoïdale de la trace peut être remplacée par une trajectoire parabolique qui est une approximation au premier ordre. Pour une particule vérifiant les conditions de déclenchement ($p_T > 3$ GeV/c), le rayon de courbure de la trajectoire est dix fois plus grand que le rayon du solénoïde, validant ainsi cette approximation. Ainsi pour la suite, les calculs d'extrapolation de la trace par une parabole sont valables et remplacent les calculs exacts plus coûteux en temps de calcul.
- La distance transverse du vertex primaire à l'axe (Oz) du détecteur, notée $r_{\rm PV}$, est très petite par rapport au rayon du solénoïde. Cette condition est toujours réalisée car ces distances sont de l'ordre de $r_{\rm PV} \lesssim 0.1$ mm. Il est alors possible de négliger les termes d'ordre supérieur en $r_{\rm PV}^2$ dans les calculs d'extrapolation des traces.

Le calcul fourni en annexe A permet de prédire la position de l'impact dans le CPS ϕ_{extra} et z_{extra} à partir des informations sur les traces et du vertex primaire :

$$\phi_{extra} \triangleq \phi_{dca} + 1.370\ r_{PV} \sin\phi_{dca} - (0.300\ r_{PV} \cos\phi_{dca} + 0.106)\frac{q\ B_z}{p_T} \tag{4.3.1}$$

$$z_{extra} \triangleq 0.5 \sinh\eta_{dca} + z_{PV} + (0.230 - r_{PV} \cos\phi_{dca})\frac{p_z}{p_T} \tag{4.3.2}$$

Ces formules d'extrapolations vont servir à prédire la position de la particule dans le CPS.

Les distances $\Delta\phi = \phi_{\rm extra} - \phi_{\rm CPS}$ et $\Delta z = z_{\rm extra} - z_{\rm CPS}$ sont les critères utilisés pour associer un *cluster CPS* à une trace. Pour des vrais électrons mous, les résolutions estimées sont :

$$\sigma(\Delta\phi) = 1.52 \pm 0.04 \text{ mrad} \tag{4.3.3}$$

$$\sigma(\Delta z) = 2.11 \pm 0.04 \text{ mm} \tag{4.3.4}$$

Elles sont légèrement meilleures que celles utilisant d'autres méthodes d'approximations [49].
La distance

$$\Delta R_{\rm CPS} = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta z^2}$$

est appropriée pour associer un *cluster CPS* à un électron mou puisque la distribution des points ($\Delta\phi$, Δz) a une forme relativement gaussienne, ce que ne permet pas une variable de χ^2 de la forme :

$$\chi^2 = \left(\frac{\Delta\phi}{\sigma_{\Delta\phi}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\sigma_{\Delta z}}\right)^2$$

Les figures 4.3.10 montrent les distributions en ΔR_{CPS} pour des vrais et faux électrons mous. La résolution obtenue sur ΔR_{CPS} est $\sigma(\Delta R_{CPS}) = 0.0025$ et correspond à un écart d'environ 2 mm entre le centre estimé et le centre mesuré du *cluster CPS*. La résolution ne dépend pas du rayon du *cluster CPS* : aucune corrélation n'a été observée entre sa dimension en ϕ (z) et la distance $\Delta\phi$ (Δz). Le critère d'association entre *cluster CPS* et électron mou résulte d'un compromis entre son efficacité et la pureté en vrais électrons mous. Un *cluster CPS* est associé à un électron mou si la distance ΔR_{CPS} n'excède pas 4σ, soit :

$$\Delta R_{CPS} < 0.01$$

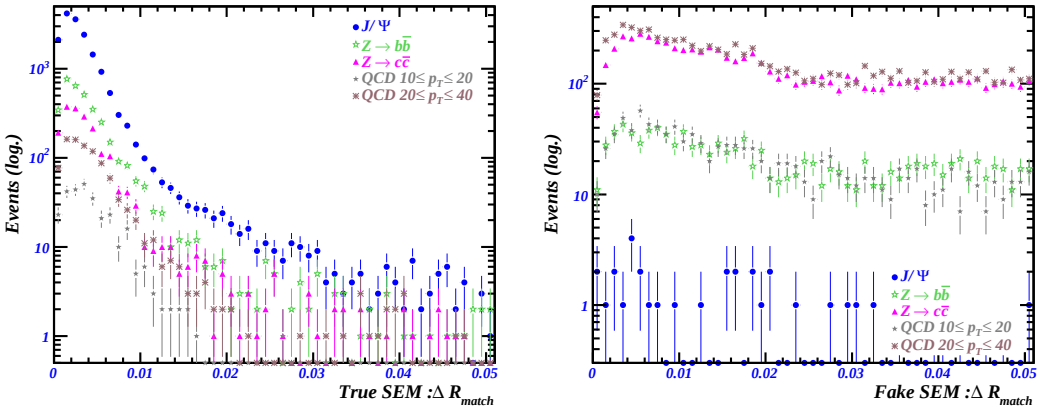


FIG. 4.3.10 – *Distributions en* ΔR_{CPS} *pour des vrais (à gauche) et faux électrons mous (à droite).*

Il est désormais possible de tester les performances de l'association *cluster CPS*-électron mou en terme de qualité d'identification et en terme de résolution en énergie des des électrons mous, qui sont les deux objectifs initiaux des détecteurs de pieds-de-gerbes.

4.4 Discrimination e, γ /$\pi^{\pm}$

Cette section décrit les performances de la séparation électron-pion chargé obtenues à partir de données simulées et des données réelles. Les performances, quant à l'utilisation du CPS dans la méthode de la route, sont estimées sur la discrimination supplémentaire relative entre électrons et pions.

4.4.1 Discrimination e, γ /$\pi^{\pm}$ dans la simulation

La discrimination e, $\gamma/\pi^{\pm}$ par le CPS est mesurée comme l'efficacité de l'association d'un *cluster CPS* à un vrai ou faux électron mou, pour $\Delta R_{CPS} < 0.01$. Les événements simulés utilisés dans cette partie sont décrits dans la section 4.2.2.1. Les figures 4.4.11 montrent ces efficacités en

fonction de p_T^{SEM} et de η^{SEM}. Cette efficacité augmente avec p_T^{SEM} parce que l'énergie déposée dans le CPS est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente, conduisant ainsi à une meilleure reconstruction du *cluster CPS*.

Elle plafonne à 95% pour des électrons mou de $p_T^{SEM} > 8$ GeV/c . L'efficacité de l'association augmente en fonction de η^{SEM} parce que la particule traverse plus de matière à grand η, créant une gerbe électromagnétique plus large et donc mieux reconstruite.

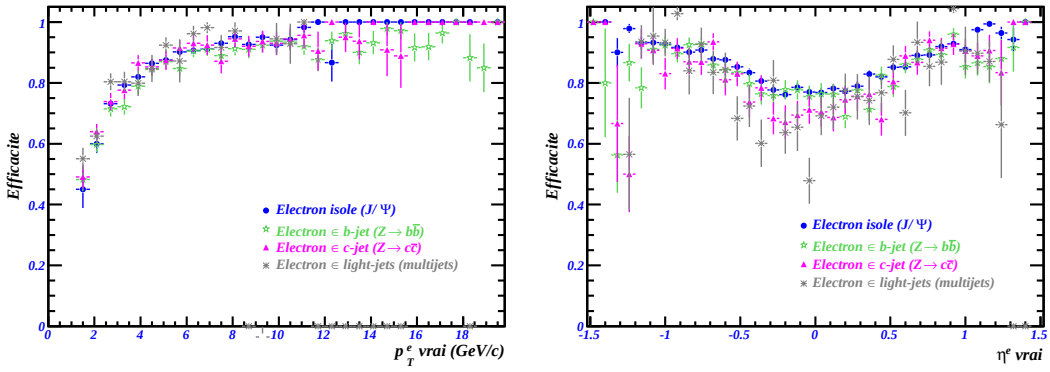


FIG. 4.4.11 – *Efficacité de l'association d'un cluster CPS à un vrai électron mou pour* $\Delta R_{CPS} < 0.01$ *en fonction de* p_T^{SEM} *(à gauche) et* η^{SEM} *(à droite).*

Les figures 4.4.12 montrent les efficacités d'association d'un *cluster CPS* à un électron mou pour $\Delta R_{CPS} < 0.01$, en fonction de p_T^{SEM} et de η^{SEM} pour de faux électrons mous. Elles augmentent en fonction de p_T^{SEM} et η^{SEM} car la taille de la gerbe augmente en fonction de p_T^{SEM} et η^{SEM} ainsi que l'efficacité de reconstruction du *cluster CPS*. Elles sont cependant plus petites car l'énergie déposée dans le CPS par ces particules est plus faible, souvent sous le seuil de reconstruction du *cluster CPS*.

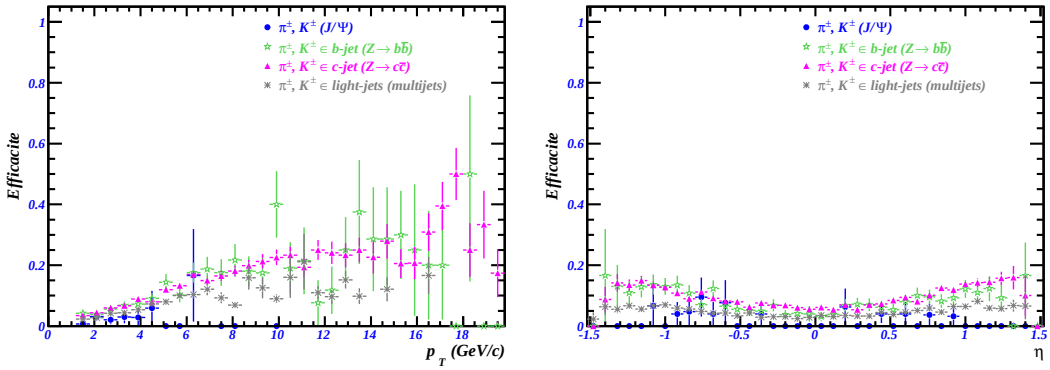


FIG. 4.4.12 – *Efficacité de l'association d'un cluster CPS à un faux électron mou pour* $\Delta R_{CPS} < 0.01$ *en fonction de* p_T^{SEM} *(à gauche) et* η^{SEM} *(à droite).*

Le tableau 4.3 résume les efficacités de l'association d'un *cluster CPS* à un électron mou. Pour des vrais électrons mous provenant de J/Ψ ou de hadrons beaux, elle est supérieure à 80%. Pour les faux électrons mous, elle est inférieure à 10%.

La proportion de mésons chargés légers ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$) parmi les faux électrons mous associés à un *cluster CPS* est moins importante qu'auparavant : 75% contre 85% pour tous les faux

TAB. 4.3 – *Efficacités de l'association d'un cluster CPS à un électron mou, avec* $\Delta R_{CPS} < 0.01$.

Processus	Efficacité (%) vrais électrons mous	Efficacité (%) faux électrons mous
J/Ψ	84 ± 1	3 ± 1
$Z \to b\bar{b}$	81 ± 1	8.1 ± 0.5
QCD $10 \leq p_T \leq 20$	70 ± 3	3.2 ± 0.3
QCD $20 \leq p_T \leq 40$	70 ± 3	6.1 ± 0.3
$Z \to c\bar{c}$	79 ± 2	8.9 ± 0.3

électrons mous. Cette diminution se fait au profit des particules neutres et constituent 15% des faux électrons mous associés à un *cluster CPS*, contre 2% pour l'ensemble des faux électrons mous. Cela était attendu puisque le CPS ne distingue pas les électrons des photons, à condition que la gerbe électromagnétique se soit suffisamment développée.

Les figures 4.4.13 montrent l'influence du paramètre ΔR_{CPS} sur l'efficacité de l'association pour des vrais ou faux électrons. Elle est constante à partir de $\Delta R_{CPS} \approxeq 0.015$ pour les vrais électrons mous. En revanche, elle augmente en fonction de ΔR_{CPS} pour des faux électrons mous. Ainsi, le critère d'association $\Delta R_{CPS} < 0.01$ améliore la pureté en vrais électrons avec un faible rejet de vrais électrons. Les propriétés cinématiques des vrais et faux électrons mous sont différentes selon les processus ; c'est pourquoi les courbes ne se superposent pas.

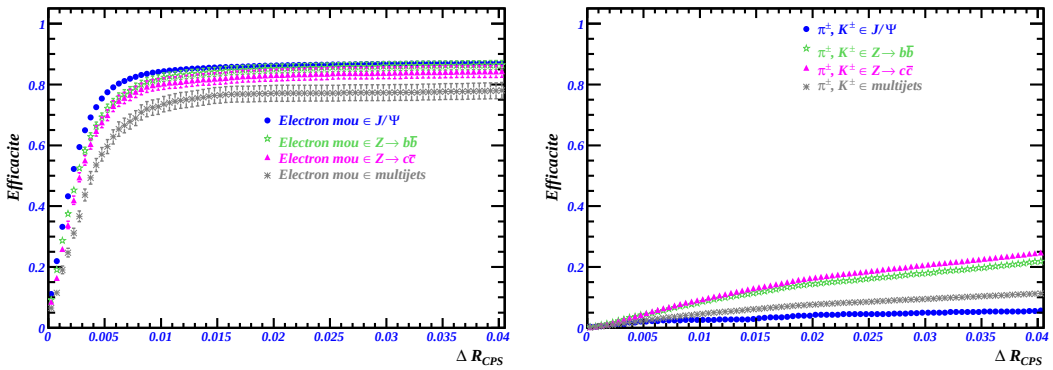


FIG. 4.4.13 – *Efficacité de l'association d'un cluster CPS à un électron mou en fonction de* ΔR_{CPS} *pour de vrais (à gauche) et faux (à droite) électrons.*

Imposer la condition d'association à un *cluster CPS* pour tous les électrons mous peut être trop contraignant. Une solution est de demander au moins un électron reconstruit par la méthode de la route et associé au CPS. Le tableau 4.4 résume les efficacités de reconstruction de la méthode de la route, et de sa version améliorée avec $\Delta R_{CPS} < 0.01$.

Les performances de la méthode de la route améliorée par rapport à l'algorithme classique sont les suivantes :

- Le nombre d'événements multijets est réduit d'un facteur supérieur à 10, avec une perte relative de 10% d'événements J/Ψ,
- Le rapport des efficacités

$$\frac{\varepsilon(Z \to b\bar{b})}{\varepsilon(QCD\ 10 \leq pT \leq 20)}$$

TAB. 4.4 – *Efficacités de reconstruction de la méthode de la route ε^{Route}, et de la méthode de la route associée au CPS $\varepsilon^{Route+CPS}$ avec $\Delta R_{CPS} < 0.01$. ε^{Route} est défini comme la probabilité pour un événement d'avoir au moins un objet reconstruit par la méthode de la route. $\varepsilon^{Route+CPS}$ est défini comme la probabilité pour un événement d'avoir au moins un objet reconstruit par la méthode de la route et associé à un cluster CPS.*

Processus	ε^{Route} (%)	$\varepsilon^{Route+CPS}$ (%)
J/Ψ	94.3 ± 0.2	85.4 ± 0.3
$Z \to b\bar{b}$	76.7 ± 0.4	33.3 ± 0.5
QCD $10 \leq pT \leq 20$	24.0 ± 0.1	1.14 ± 0.03
QCD $20 \leq pT \leq 40$	44.1 ± 0.1	3.20 ± 0.03
$Z \to c\bar{c}$	54.9 ± 0.2	7.9 ± 0.1

passe de 3.2 à 30, ce qui représente une amélioration d'un facteur 10. En d'autres termes, les événements $Z \to b\bar{b}$ sont 10 fois mieux sélectionnés que les événements multijets si l'électron est associé à un *cluster CPS*. Ce résultat est important pour les performances de l'étiquetage des jets par électron. Ces performances sont détaillées dans la partie 4.6.

- Plus de la moitié des événements $Z \to b\bar{b}$ n'ont pas d'électron reconstruit par la méthode de la route avec CPS. Cela est du au fait que la moitié des électrons mous reconstruits sont en fait des faux électrons : la pureté en vrais électrons dans les événements $Z \to b\bar{b}$ passe de 50% à 91% si l'électron est associé à un *cluster CPS*.

4.4.2 Discrimination e, γ /$\pi^{\pm}$ dans les données *p14*

On s'intéresse ici aux performances de la méthode de la route, avec et sans les informations provenant du CPS, sur des données réelles reconstruites avec la version *p14* du code de reconstruction.

Les données réelles ont été sélectionnées par plusieurs versions des conditions de déclenchement. Les critères sont les suivants : deux dépôts d'énergie transverse supérieure à 3 et 6 GeV dans le calorimètre, associés ou non (selon les versions) à des traces d'impulsion transverse supérieure à 3 et 5 GeV/c aux niveaux L1 et L2. La méthode de la route est implémentée au niveau L3 qui demande deux électrons mous de qualité *"loose"* dont un *"tight"*. La luminosité correspondant à ces données est d'environ 50 pb^{-1}.

Les positions estimées des centres des *clusters CPS* sont calculées par la procédure décrite auparavant. La figure 4.4.14 montre les distributions en $\Delta\phi$ et Δz entre les centres reconstruits et estimés des *clusters CPS*, ces distributions ont été obtenues à partir d'événements J/Ψ simulés et d'événements reconstruits dans le pic $2.7 < m_{ee} < 3.2$ GeV/c^2 pour les deux procédures d'extrapolation définies précédemment : les méthodes *des intersections* et *des approximations*. Un pic apparaît bien à $\Delta\phi = 0$ et $\Delta z = 0$ comme prédit par la simulation, mais ils sont deux à trois fois plus larges : les résolutions sur les positions estimées des centres des *clusters CPS* sont de $\sigma(\Delta\phi) = 2.6 \pm 0.1$ (3.9 ± 0.1) mrad pour la *méthode des approximations* (*méthode des intersections*) et $\sigma(\Delta z) = 3.6 \pm 0.1$ mm, avec des événements en dehors du pic pour les

deux méthodes, comparées à $\sigma(\Delta\phi) = 1.52 \pm 0.04$ mrad et $\sigma(\Delta z) = 2.11 \pm 0.04$ mm dans la simulation. L'efficacité du critère d'association $\Delta R < 0.01$ est donc plus faible que celui estimé dans la simulation : 61% des électrons issus de J/Ψ sont associés à un *cluster CPS* par la *méthode des approximations*, 55% avec la *méthode des intersections*, contre 90% dans la simulation. 32% des électrons non associés au pic du J/Ψ ont été associés à un *cluster CPS*, contre moins de 10% pour les faux électrons simulés. Cette dernière différence est compréhensible car l'efficacité du système de déclenchement n'a pas été prise en compte pour les événements simulés.

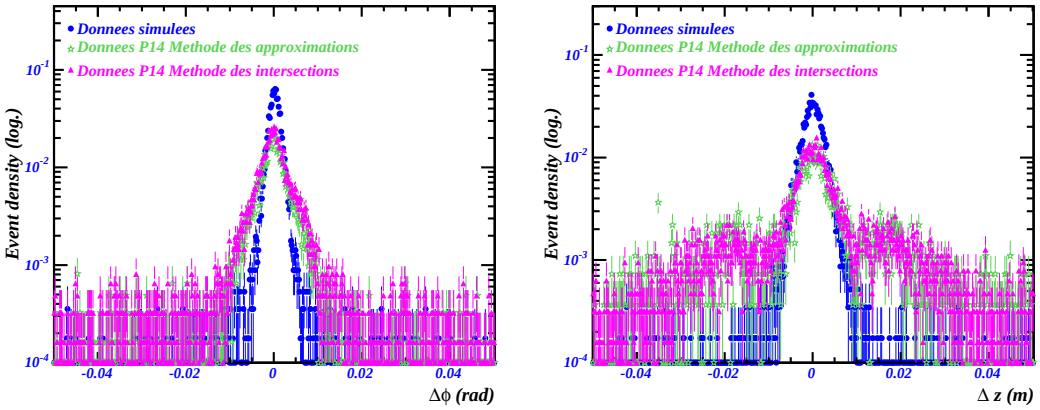


FIG. 4.4.14 – *Distributions en $\Delta\phi$ et Δz entre les centres reconstruits et estimés des clusters CPS obtenues à partir d'événements J/Ψ simulés et d'événements reconstruits dans le pic $2.7 < m_{ee} < 3.2$ GeV/c^2 pour les deux procédures d'extrapolation définies dans la partie 4.3.3 : les méthodes des intersections et des approximations. Le code de reconstruction est p14.*

Ainsi, la procédure d'association entre trace et *cluster CPS* n'a pas atteint son objectif en terme de sélection du signal.

4.4.3 Discrimination e, γ $/\pi^{\pm}$ dans les données *p17*

Puisque l'association entre trace et *cluster CPS* n'a pas atteint les perfomances estimées dans la simulation, on considère alors le même lot d'événements reconstruits avec une version plus récente du code de reconstruction. Dans cette nouvelle version du code de reconstruction des événements, les seuils en énergie sur les fibres scintillantes du CPS ont été baissés, et l'algorithme de reconstruction des *clusters CPS* a été amélioré. Comme précédemment, on s'intéresse aux performances de la méthode de la route, avec et sans les informations provenant du CPS.

Les positions estimées des centres des *clusters CPS* sont calculées par la procédure décrite dans la partie 4.4.2. La figure 4.4.15 montre les distributions en $\Delta\phi$ et Δz entre les centres reconstruits et estimés des *clusters CPS*, ces distributions ont été obtenues à partir d'événements J/Ψ simulés et d'événements reconstruits dans le pic $2.7 < m_{ee} < 3.2$ GeV/c^2 pour la *méthode des intersections* et la *méthode des approximations*. Les largeurs des distributions $\Delta\phi$ et Δz sont :

- $\sigma(\Delta\phi) = 1.9 \pm 0.1$ mrad et $\sigma(\Delta z) = 3.6 \pm 0.1$ mm dans les données pour la *méthode des approximations*,
- $\sigma(\Delta\phi) = 2.1 \pm 0.1$ mrad et $\sigma(\Delta z) = 3.8 \pm 0.1$ mm dans les données pour la *méthode des*

intersections,

- $\sigma(\Delta\phi) = 1.52 \pm 0.04$ mrad et $\sigma(\Delta z) = 2.11 \pm 0.04$ mm dans la simulation pour les deux méthodes d'interpolation.

La résolution sur la position estimée du *cluster CPS* sont meilleures que celles obtenues avec le précédent code de reconstruction, sans toutefois atteindre les résolutions estimées dans la simulation. Deux raisons expliquent cela :

- Il s'agit d'une comparaison entre deux codes de reconstruction différents car les événements simulés avec la nouvelle version n'existaient pas encore. La géométrie du CPS n'était pas suffisamment correctement décrite dans l'ancienne version du code, conduisant à une mauvaise estimation de ses performances.
- Le lot d'électrons sélectionnés par le critère $2.7 < m_{ee} < 3.2$ GeV/c^2 contient non seulement des vrais électrons provenant de la désintégration de J/Ψ et de processus Drell-Yan, mais aussi des faux électrons (hadrons peu énergétiques reconstruits comme électrons cf. partie 4.2.2.2). Ces derniers contribuent à élargir les distributions en $\Delta\phi$ et Δz par une mauvaise reconstruction ou mauvaise association du *cluster CPS*.

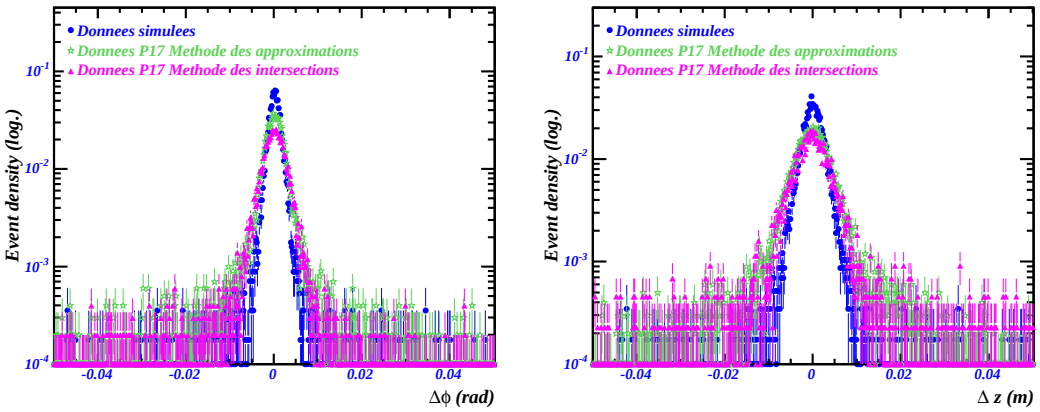


FIG. 4.4.15 – *Distributions en $\Delta\phi$ et Δz entre les centres reconstruits et estimés des clusters CPS obtenues à partir d'événements J/Ψ simulés et d'événements reconstruits dans le pic $2.7 < m_{ee} < 3.2$ GeV/c^2 pour les deux procédures d'extrapolation définies dans la partie 4.3.3 : les méthodes des intersections et des approximations. Le code de reconstruction est p17.*

La figure 4.4.16 montre la distribution de la masse invariante e^+e^- avec et sans CPS pour les deux électrons et pour les deux méthodes d'interpolation des traces dans le CPS. Tout d'abord, on constate que la *méthode des approximations* garde 88% des événements reconstruits J/Ψ. Ensuite, le nombre d'événements de fonds ($0 < m_{ee} < 2.7$ GeV/c^2), constitué de vrais électrons (Drell-Yan et conversion de photons) de pions et kaons chargés, est diminué d'un facteur 10. Il apparaît un pic autour de $m_{ee} \approx 0.5$ GeV, identifié comme des événements $K_s \to \pi^+\pi^-$ car la méthode de la route reconstruit aussi des pions chargés. La *méthode des intersections* garde 76% des événements reconstruits J/Ψ et le nombre d'événements de fonds est diminué d'un facteur 60. Cependant, le pic correspondant aux conversions de photons et au $K_s \to \pi^+\pi^-$ n'apparaît pas ; de même le nombre très faible d'événements sélectionnés dans cette région ($0 < m_{ee} < 2.7$ GeV/c^2) peut laisser penser que cette méthode d'extrapolation des traces, critiquable sur le plan physique

à cause des hypothèses utilisées, donne des résultats incorrects à bas moment transverse. C'est pourquoi seule la *méthode des approximations* est considérée par la suite.

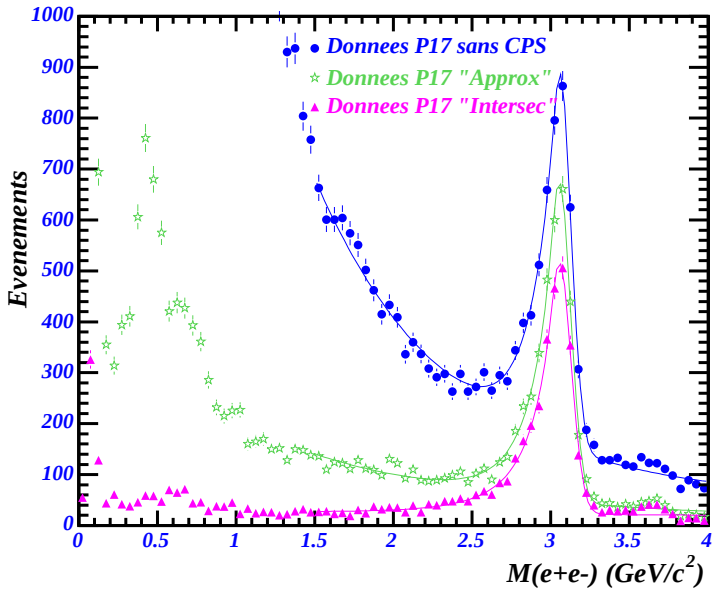


FIG. 4.4.16 – *Masse invariante* e^+e^- *sans et avec CPS pour les deux méthodes d'interpolation des traces dans le CPS les méthodes des approximations et des intersections.*

Les efficacités d'association d'un *cluster CPS* à un électron mou sont représentées sur la figure 4.4.17 pour des vrais électrons provenant uniquement du J/Ψ et pour des faux élecrons provenant de la région $0.1 < m_{ee} < 2.7$ GeV/c^2 dominée par les faux électrons. Pour chaque valeur de ΔR entre la position mesurée et estimée du *cluster CPS*, le nombre de J/Ψ et donc d'électrons est calculé à partir d'un ajustement aux données, décrit dans la partie 4.2.2.3. Le comportement des deux courbes est différent en fonction de ΔR. La première atteint rapidement un plateau pour lequel 99% des électrons mous sont associés à un *cluster CPS* : il s'agit des vrais électrons et leur comportemennt est en accord avec la simulation. La deuxième courbe croît plus lentement : pour $\Delta R < 0.01$, 28% des électrons mous sont associés à un *cluster CPS*, alors que l'on s'attend à un taux de 10% selon la simulation. La différence réside dans le fait que le déclenchement, très complexe, n'a pas été simulé pour les faux électrons générés. Cette différence s'explique aussi par le fait que le lot de données considéré ne contient pas uniquement des faux électrons mais aussi des vrais électrons issus de conversion de photons ou de processus Drell-Yan, augmentant ainsi l'efficacité de l'association.

Les données reconstruites par le nouveau code de reconstruction montrent des performances similaires à celles obtenues dans la simulation. Ainsi, associer un *cluster CPS* à une trace permet de réduire considérablement le taux de faux électrons et d'augmenter la pureté en vrais électrons.

4.4.4 Déclenchement sur des électrons mous avec les données *p17*

Les critères de déclenchement utilisés jusqu'à présent permettent de sélectionner les résonances comme les J/Ψ ou Υ. Cependant, il s'avère que la grande majorité des particules ayant provoqué le déclenchement sont en fait des mésons légers chargés $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, et provoquant l'augmentation du taux de déclenchement. Associer un *cluster CPS* à une trace dès le niveau L1 permet de réduire ce taux de déclenchement tout en gardant une bonne efficacité de déclenchement pour

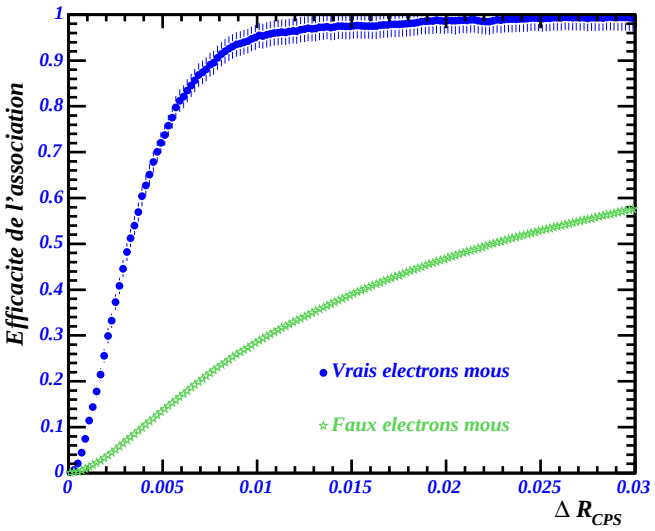


FIG. 4.4.17 – *Efficacité de l'association d'un cluster CPS à un électron reconstruit par la méthode de la route en fonction de la distance entre les positions mesurée et estimée du cluster CPS pour des électrons reconstruits dans le pic du* J/Ψ*(*$2.7 < m_{ee} < 3.2$ *GeV/c*^{2}*) et dans la région* $0.1 < m_{ee} < 2.7$ GeV/c^2.

les vrais électrons. C'est ce que nous allons montrer maintenant.

Pour cette étude, sept versions de conditions de déclenchement ont été testées, impliquant, aux niveaux L1 et L2, différents critères d'association entre des *clusters CPS*, des traces et des amas électromagnétiques. Pour chaque version des critères de déclenchement, les procédures de sélection des électrons et d'association à un *cluster CPS* détaillées auparavant sont appliquées. Les conditions de déclenchement sont résumées ici :

- **condition E7A** L1 : Deux traces de $p_T > 3$ GeV/c dont une de $p_T > 5$ GeV/c et deux tours de déclenchement calorimétriques avec $E_T > 3$ GeV dont une avec $E_T > 6$ GeV.
  L2 : Deux tours calorimétriques dans la région $|\eta| < 1.6$ avec $E_T > 3$ GeV dont une avec $E_T > 6$ GeV.
  L3 : Deux électrons *"loose"* reconstruits par la méthode de la route dont un *"tight"*.
- **condition E7B** Mêmes conditions que E7A aux niveaux L1 et L3.
  L2 : Energie transverse totale déposée dans les deux tours de déclenchement calorimétriques ($|\eta| < 1.6$) vérifie $E_T > 9$ GeV.
- **condition E30** Mêmes conditions que E7A, auxquelles sont ajoutées :
  L2 : Les deux tours calorimétriques sont associées spatialement aux deux traces.

Les figures 4.4.18 montrent les distributions en masse e^+e^- obtenues avec et sans l'information du CPS pour les conditions E7A, E7B et E30. Le pic du J/Ψ est nettement visible dans chacune de ces distributions. On remarque également que les événements sélectionnés par ces conditions de déclenchement sont essentiellement des événements de bruit de fond. Pour les conditions E7A et E7B, $94 \pm 1\%$ des électrons provenant de J/Ψ sont associés à un *cluster CPS*, contre $30 \pm 1\%$ pour les faux électrons ($0.1 < m_{ee} < 2.7$ GeV/c^2). Pour la version E30, l'efficacité de l'association est plus faible ($90 \pm 1\%$).

- **condition E28** Mêmes conditions que E7A, et :
  L1 : Deux traces de $p_T > 5$ GeV/c isolées.
  L2 : Les deux tours calorimétriques sont associées spatialement aux deux traces.

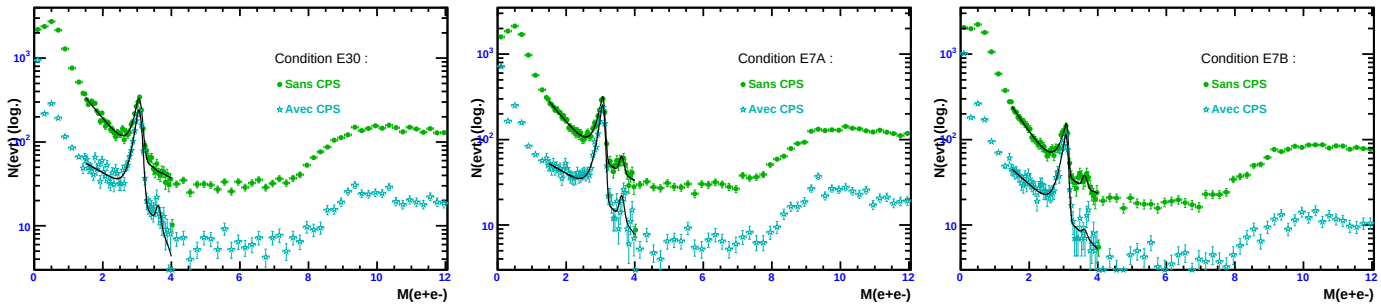


FIG. 4.4.18 – *Distributions en masse invariante m_{ee} pour deux électrons reconstruits par la méthode de la route sans et avec CPS dans les données déclenchées par les conditions* E7A, E7B *et* E30.

- **condition E29** Mêmes conditions que E7B, et :
  L1 : Deux traces de $p_T > 5$ GeV/c isolées.
  L2 : Une trace associée spatialement à une tour calorimétrique.

Les figures 4.4.19 montrent les distributions en masse e^+e^- obtenues avec et sans l'information du CPS pour les conditions E28 et E29. Comparées aux conditions de déclenchement précédentes, on observe que la forme globale des distributions est la même. Cependant, le pic correspondant aux événements J/Ψ se dégage nettement plus du fond. Par rapport à la condition **E30**, demander des traces isolées dès le premier niveau de déclenchement permet d'obtenir un rapport signal sur bruit trois fois plus élevé. La contribution des faux électrons (événements à basse masse $0.1 < m_{ee} < 2.7$ GeV/c^2 et à plus haute masse $m_{ee} > 10$ GeV/c^2) est également réduite. L'application du critère d'association *CPS* à ces événements donne des performances comparables à celle obtenues avec les conditions de déclenchement précédentes : $87 \pm 2\%$ des électrons provenant de J/Ψ sont associés à un *cluster CPS*, contre $36 \pm 1\%$ pour les faux électrons.

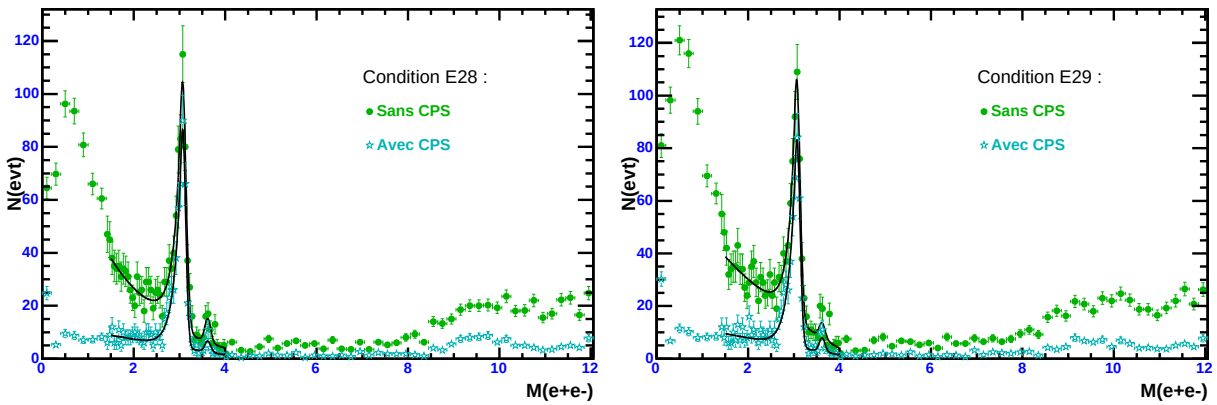


FIG. 4.4.19 – *Distributions en masse invariante* m_{ee} *pour deux électrons reconstruits par la méthode de la route sans et avec CPS dans les données déclenchées par les conditions* E28 *et* E29.

- **condition E26** Mêmes conditions que E7A, et :
  L1 : Deux traces de $p_T > 5$ GeV/c isolées, et associées spatialement à un *cluster CPS*.
  L2 : Les deux tours calorimétriques sont associées spatialement aux deux traces.
- **condition E27** Mêmes conditions que E7B, et :

L1 : Deux traces de $p_T > 5$ GeV/c isolées et associées spatialement à un *cluster CPS*.

L2 : Une trace associée spatialement à une tour calorimétrique.

Les figures 4.4.20 montrent les distributions en masse e^+e^- obtenues avec et sans l'information du CPS pour les conditions E26 et E27. Le fait que les traces sont associées spatialement à un *cluster CPS* dès le niveau L1 réduit la proportion d'événements de bruits de fond (à basse masse $0.1 < m_{ee} < 2.7$ GeV/c^2 et à plus haute masse $m_{ee} > 10$ GeV/c^2). Par rapport aux conditions précédentes **E28** et **E29**, le rapport signal sur bruit obtenu dans la région du J/Ψ est inchangé. L'application du critère d'association *CPS* à ces événements donne les performances suivantes : 94±1% des électrons provenant de J/Ψ sont associés à un *cluster CPS*, contre 60±1% pour les faux électrons. L'efficacité d'association entre trace et *cluster CPS* est meilleure pour les faux électrons mous comme attendu puisque une telle association a déjà été requise au niveau L1 du déclenchement. Enfin, pour une luminosité équivalente, le taux de déclenchement de E26 et E27 est diminué d'un facteur 15 par rapport à E30 tout en augmentant la pureté en électrons provenant de J/Ψ d'un facteur 10, passant ainsi de 3% à 30%.

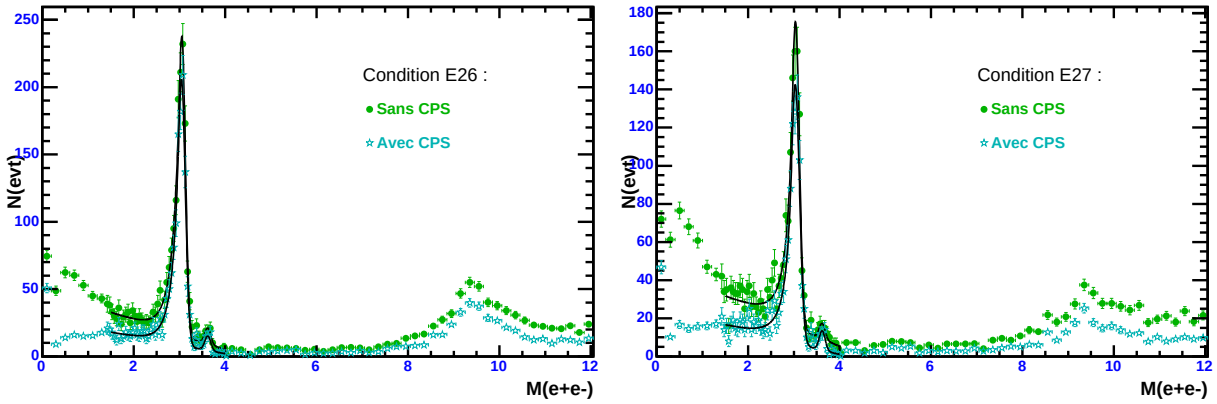


FIG. 4.4.20 – *Distributions en masse invariante* m_{ee} *pour deux électrons reconstruits par la méthode de la route sans et avec CPS dans les données déclenchées par les conditions* E26 *et* E27.

Pour conclure, les critères de déchenchement demandant une triple association *cluster CPS*-traces-amas électromagnétiques aux niveaux L1 et L2 permettent de réduire efficacement le taux de déclenchement, avec une faible perte d'efficacité de déclenchement sur de vrais électrons.

4.5 Résolution en énergie des électrons mous

Le but de cette section est de montrer que la prise en compte des informations du CPS dans la méthode de la route, améliore la résolution en énergie des électrons de faible impulsion transverse, conformément aux objectifs initiaux des détecteurs de pieds-de-gerbes.

4.5.1 Résolution en énergie des électron mous dans la simulation

On s'intéresse ici à l'estimation du gain sur la résolution en énergie des électrons de basse énergie en utilisant le CPS. Pour cela, l'analyse suivante a été effectuée uniquement avec des vrais électrons provenant de processus J/Ψ ou $Z \to b\bar{b}$. Le *cluster CPS* est associé à l'électron

reconstruit par la procédure décrite auparavant.

L'énergie des électrons reconstruits par la méthode de la route est calculée à partir de l'énergie déposée dans les cellules sélectionnées par l'algorithme de la route. Ces énergies $E_{EM\ i}$ sont regroupées pour chaque couche i du calorimètre électromagnétique. Il faut ensuite prendre en compte les différents coefficients reliant l'énergie déposée dans chaque sous-détecteur à l'énergie vraie de l'électron. Ces coefficients sont reliés au développement de la gerbe dans le matériau et doivent compenser des pertes d'énergie en amont des sous détecteurs. Enfin, la résolution en énergie des électrons mous sera estimée à partir de l'énergie reconstruite et de l'énergie vraie de l'électron. Cependant, ces deux informations ne sont pas identiques : des corrections sur l'énergie mesurée sont nécessaires.
L'énergie des électrons reconstruits par la méthode de la route s'écrit :

$$E^{SEM} = E_{EM\ 1} + E_{EM\ 2} + E_{EM\ 3}$$

Les coefficients devant les termes $\mathrm{E_{EM\ i}}$ et $\mathrm{E_{FH\ 1}}$ sont égaux à 1 puisque le calorimètre a déjà été calibré. Par contre, si l'énergie du *cluster CPS* est ajoutée, la compensation des pertes d'énergie avant le calorimètre se reporte sur l'énergie mesurée du *cluster CPS*. L'énergie des électrons se calcule alors comme :

$$E^{SEM} = 8.75 \cdot E_{CPS} + 0.95 \cdot E_{EM\ 1} + E_{EM\ 2} + E_{EM\ 3}$$

Ces poids sont ceux qui donnent une meilleure résolution en énergie aux électrons provenant de J/Ψ[50]. L'énergie de l'électron dépend maintenant du choix du *cluster CPS*. Heureusement, les mauvaises associations de *cluster CPS* sont rares et l'impact sur la résolution en énergie des électrons mous est donc faible. En effet, les cas de mauvaise association de *cluster CPS* représentent environ 1% des vrais électrons mous et 4% des faux électrons mous. Ce dernier chiffre est plus élevé puisque la multiplicité en traces et en *cluster CPS* est beaucoup plus grande dans le cas des faux électrons.

Les figures 4.5.21 et 4.5.22 montrent les différences entre énergie reconstruite $\mathrm{E^{SEM}}$ et énergie vraie $\mathrm{E_{vrai}}$ en fonction de l'angle d'incidence dans le détecteur η^{SEM} et l'énergie vraie de l'électron, pour des électrons reconstruits par la méthode de la route sans et avec CPS. Les différences d'énergie ne sont pas centrées autour de 0. De plus, elles dépendent de la pseudo-rapidité et de l'énergie vraie de l'électron.

Des facteurs correctifs sont calculés en fonction de leurs caractéristiques reconstruites $\mathrm{E^{SEM}}$ et η^{SEM}. Pour η^{SEM} fixé, la relation entre énergie vraie et énergie reconstruite est linéaire ; la forme des corrections sous la forme :

$$E^{SEM}_{corr}(\eta) = \frac{E^{SEM}(\eta) - A(\eta)}{B(\eta)}$$

Des fonctions symétriques en η sont ensuites ajustées sur les valeurs $A(\eta)$ et $B(\eta)$ pour obtenir des corrections continues en fonction de η. Les figures 4.5.23 et 4.5.24 montrent ces fonctions ajustées sur les valeurs $A(\eta)$ et $B(\eta)$. Sans utiliser l'énergie déposée dans les détecteurs de pieds-de-gerbes, le facteur correctif entre énergie vraie et reconstruite est d'environ B $\approx$ 0.85 et le

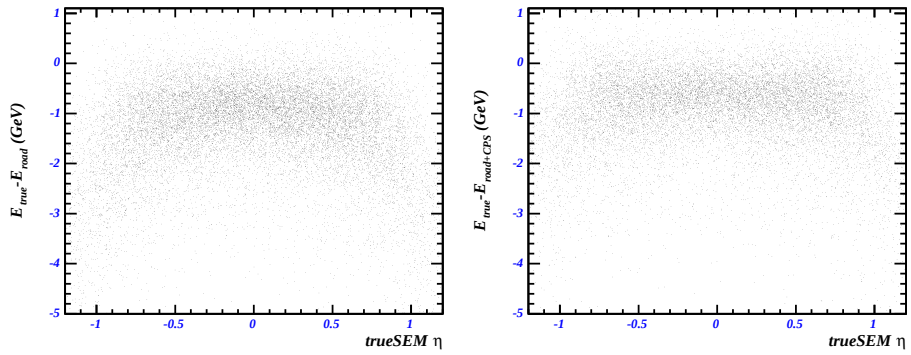


FIG. 4.5.21 – *Différences entre énergie reconstruite* $\mathrm{E}^{\mathrm{SEM}}$ *et énergie vraie* $\mathrm{E}_{\mathrm{vrai}}$ *en fonction de* η^{SEM} *physique, pour des électrons reconstruits par la méthode de la route sans (à gauche) et avec CPS (à droite).*

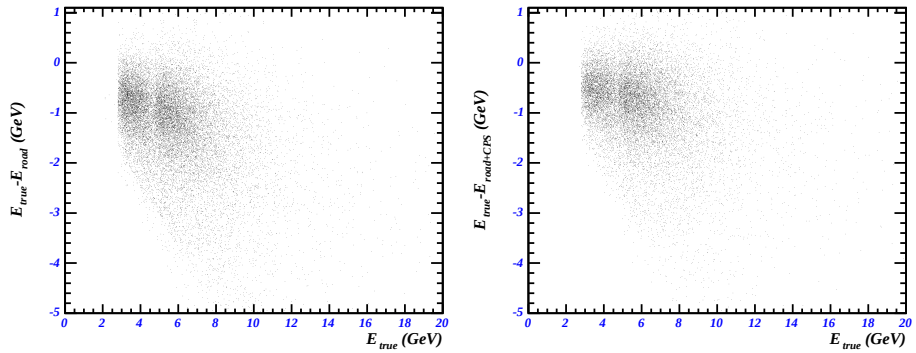


FIG. 4.5.22 – *Différences entre énergie reconstruite* $\mathrm{E}^{\mathrm{SEM}}$ *et énergie vraie* $\mathrm{E}_{\mathrm{vrai}}$ *en fonction de* $\mathrm{E}_{\mathrm{vrai}}$, *pour des électrons reconstruits par la méthode de la route sans (à gauche) et avec CPS (à droite).*

décalage en énergie est d'environ A $\approx$ 400 MeV. Avec le CPS, le facteur correctif entre énergie vraie et reconstruite est plus proche de 1 et le décalage est réduit de moitié. Aucune différence significative, dans ces corrections, n'a été observée entre les processus J/Ψ et $Z \to b\bar{b}$; ils sont donc réunis en un seul échantillon d'analyse.

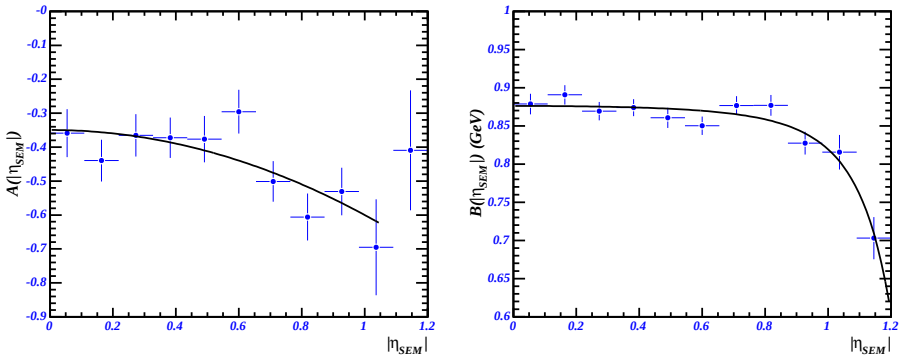


FIG. 4.5.23 – *Valeurs de $A(\eta)$ (à gauche) et $B(\eta)$ (à droite) pour des électrons reconstruits par la méthode de la route sans CPS. La courbe est la fonction d'ajustement utilisée.*

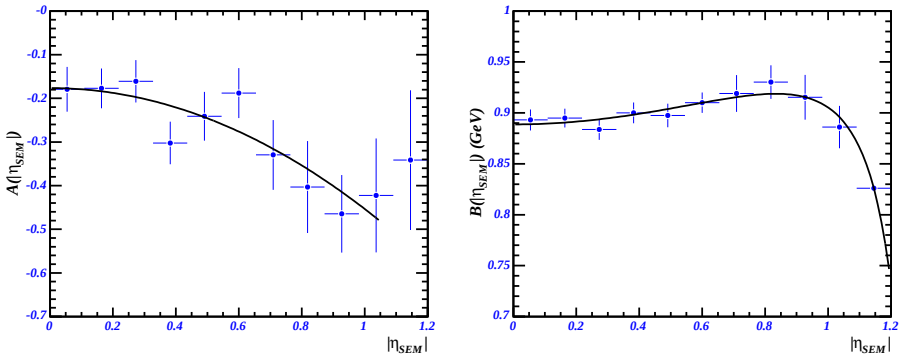


FIG. 4.5.24 – *Valeurs de $A(\eta)$ (à gauche) et $B(\eta)$ (à droite) pour des électrons reconstruits par la méthode de la route avec CPS. La courbe est la fonction d'ajustement utilisée.*

Les figures 4.5.25 et 4.5.26 montrent les différences entre énergie reconstruite E^{SEM} et énergie vraie E_{vrai} en fonction de l'angle d'incidence dans le détecteur η^{SEM} et l'énergie vraie de l'électron, pour des électrons reconstruits par la méthode de la route sans et avec CPS. Les différences d'énergie sont maintenant centrées autour de 0, ce qui permet d'évaluer la résolution en énergie associée à ces électrons.

L'énergie corrigée est distribuée de manière gaussienne centrée autour de l'énergie vraie de l'électron. Cependant, il apparaît des queues de distributions non gaussiennes pour les faibles énergies reconstruites. Elles ne sont pas prises en compte pour l'estimation de la résolution. Les résolutions en énergie sont extraites de l'ajustement gaussien dans la plage $E_{vrai} - 1.5 < E^{SEM} < E_{vrai} + 4$ GeV aux distributions en énergies reconstruites corrigées. La figure 4.5.27 montre ces résultats $\frac{\sigma(E^{SEM}_{corr})}{E_{vrai}}$ avec et sans la contribution du CPS. Les paramètres correspondant au bruit (N), à l'échantillonnage (S) et à l'étalonnage (C) du calorimètre sont

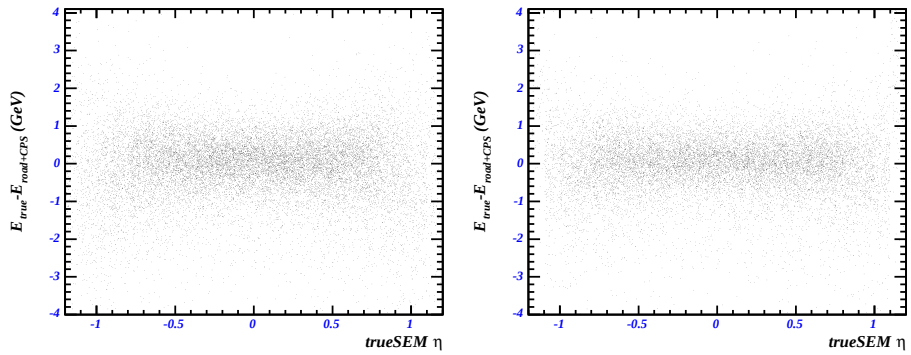


FIG. 4.5.25 – *Différences entre énergie reconstruite corrigée* $\mathrm{E}_{\mathrm{corr}}^{\mathrm{SEM}}$ *et énergie vraie* $\mathrm{E}_{\mathrm{vrai}}$ *en fonction de* η^{SEM} *physique, pour des électrons reconstruits par la méthode de la route sans (à gauche) et avec CPS (à droite).*

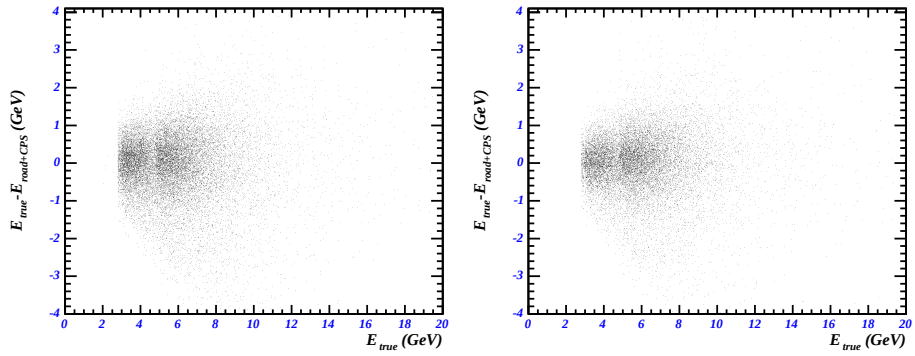


FIG. 4.5.26 – *Différences entre énergie reconstruite corrigée* $\mathrm{E}_{\mathrm{corr}}^{\mathrm{SEM}}$ *et énergie vraie* $\mathrm{E}_{\mathrm{vrai}}$ *en fonction de l'énergie vraie, pour des électrons reconstruits par la méthode de la route sans (à gauche) et avec CPS (à droite).*

ajustés sur la distribution obtenue par la formule suivante :

$$\frac{\sigma(E_{corr}^{SEM})}{E_{vrai}} = C \oplus \frac{N}{E_{corr}^{SEM}} \oplus \frac{S}{\sqrt{E_{corr}^{SEM}}}$$

Le tableau 4.5 donne les paramètres associés à la résolution en énergie du calorimètre. Le terme lié à une mauvaise calibration des cellules du calorimètre est faible (compatible avec 0). Les termes d'échantillonnage sont compatibles entre eux, bien que plus élevés avec la contribution du CPS : cela est dû à l'amplification des fluctuations sur l'énergie déposée dans le CPS, pondérées par un facteur 8.75. Enfin, la contribution du calorimètre, plus bruyant que le CPS, a été diminuée : cela se répercute sur le terme de bruit, plus faible avec le CPS.
Ainsi, si l'énergie des *clusters CPS* est prise en compte dans la méthode de la route avec les poids appropriés, la résolution en énergie des électrons mous est améliorée de 10 à 16%, pour une gamme en énergie comprise entre 2 et 10 GeV.

TAB. 4.5 – *Termes d'étalonnage (C), d'échantillonnage (S) et de bruit (N) associés à la résolution du calorimètre pour des électrons mous ($2 < E_{vrai} < 10$ GeV) provenant de J/Ψ et $Z \to b\bar{b}$ reconstruits par la méthode de la route sans et avec la contribution du CPS.*

	C (%)	S ($\sqrt{\text{GeV}}$)	N (GeV)	qualité de l'ajstement χ^2/ndf
Sans CPS	2.9 ± 3.0	0.242 ± 0.004	0.25 ± 0.08	5.5/5
Avec CPS	0.7 ± 0.3	0.253 ± 0.007	0.18 ± 0.09	6.8/5

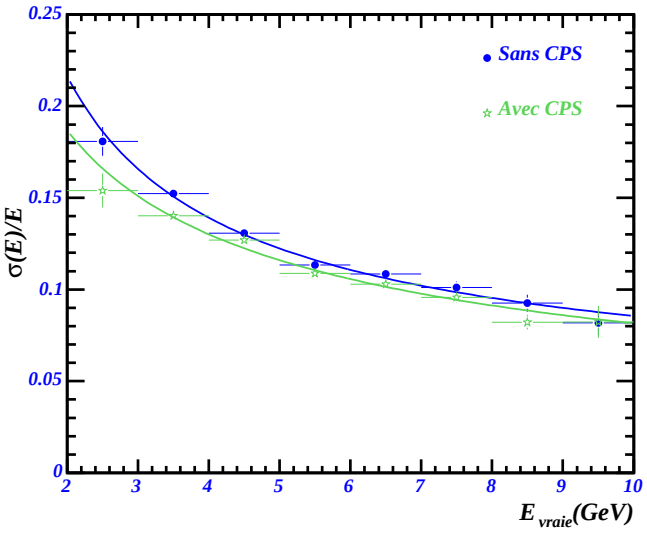


FIG. 4.5.27 – *Résolution en énergie des vrais électrons reconstruits par la méthode de la route avec et sans CPS, et après corrections en énergie.*

4.5.2 Résolution en énergie des électrons avec les données *p17*

L'objectif est maintenant de mesurer le gain en résolution en énergie sur les données réelles *p17*. Nous avons montré que, contrairement aux données *p14*, les données *p17* peuvent être exploitées pour quantifier l'impact de l'ajout des informations du CPS. Ici, l'effet de l'ajout du CPS va être mesuré sur la largeur expérimentale du J/Ψ, puisque l'on ne peut pas connaître l'énergie vraie de l'électron. La méthode de sélection des événements J/Ψ utilisée ici est décrite dans la partie 4.2.2.3.

L'ajout de l'énergie du *cluster CPS* à l'énergie des électrons reconstruits nécessite quelques modifications de l'algorithme de cône, que nous allons détailler. Tout d'abord, il faut savoir que l'énergie des électrons reconstruits par l'algorithme de cône est calculée à partir de l'énergie déposée dans le calorimètre dans chaque cellule sélectionnée. Ces énergies $E_{EM\ i}$ sont ensuite regroupées pour chaque couche i du calorimètre électromagnétique. Une fois que ces cellules sont étalonnées, l'énergie déposée par couche du calorimètre est corrigée pour compenser des pertes d'énergie en amont des sous-détecteurs. Enfin, les corrections géométriques et les corrections d'échelle d'énergie électromagnétique sont appliquées en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence de l'électron dans le détecteur.

En reprenant les notations de la partie précédente, l'énergie des électrons reconstruits par l'algorithme de cône s'écrit :

$$E^{corr} = w \cdot (E_{EM\ 1} + E_{EM\ 2} + E_{EM\ 3} + E_{EM\ 4} + E_{FH\ 1})$$

où E^{corr} est l'énergie de l'électron après les corrections géométriques et les corrections d'échelle d'énergie des électrons. Toutes ces corrections sont représentées par le facteur w. $E_{FH\ 1}$ est l'énergie déposée dans la première couche du calorimètre hadronique à granularité fine, les gerbes électromagnétiques pouvant s'étendre au-delà du calorimètre électromagnétique. Les coefficients devant les termes $E_{EM\ i}$ et $E_{FH\ 1}$ sont égaux à 1 puisque le calorimètre a déjà été étalonné, et puisque les pertes d'énergie en amont du calorimètre ont déjà été corrigées.

En prenant maintenant en compte l'énergie du *cluster CPS*, la compensation des pertes d'énergie avant le calorimètre va se reporter sur l'énergie mesurée du *cluster CPS*. L'énergie des électrons se calcule alors comme :

$$E^{corr} = 8.75 \cdot E_{CPS} + w \cdot (0.95 \cdot E_{EM\ 1} + E_{EM\ 2} + E_{EM\ 3} + E_{EM\ 4} + 0.87 \cdot E_{FH\ 1})$$

Ces poids sont ceux qui donnent une meilleure résolution en énergie aux électrons provenant de J/Ψ [50]. La figure 4.5.28 montre la distribution en masse invariante e^+e^- sans et avec l'information du CPS. A l'aide d'une fonction d'ajustement gaussienne pour le signal, la masse mesurée du J/Ψ passe de 3.08 ± 0.01 GeV/c^2 à 3.27 ± 0.01 GeV/c^2 en utilisant l'énergie dans le CPS. Ce décalage en masse est dû aux corrections d'échelle d'énergie qui ne prennent pas en compte l'information du CPS. Ce qui est important ici est que la largeur du J/Ψ reconstruit est réduite de $23 \pm 3\%$ passant ainsi de 0.33 ± 0.01 GeV/c^2 à 0.27 ± 0.01 GeV/c^2 avec CPS.
Ainsi, le CPS contribue effectivement à restaurer la résolution en énergie des électrons de basse énergie dégradée par la présence du solénoïde. Ce gain en résolution est d'environ 20%, en accord avec la simulation.

Un des objectifs majeurs des détecteurs de pieds-de-gerbes est d'améliorer la résolution en énergie des électrons, dégradée par la présence du solénoïde. Les études effectuées sur des événements simulés et des données réelles ont montré que cette amélioration pouvait atteindre 20% pour des électrons peu énergétiques, validant ainsi l'intérêt du CPS.

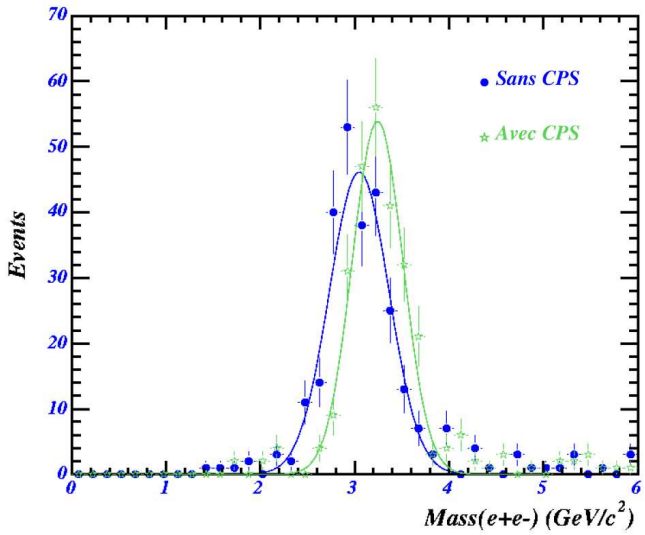


FIG. 4.5.28 – *Masse invariante* e^+e^- *avec des électrons reconstruits par un algorithme de cône et associés à un électron mou* ($\Delta R < 0.1$)*, sans et avec l'information du CPS.*

4.6 Etiquetage des jets beaux par électrons mous

4.6.1 Problématique

A la différence de l'étiquetage des jets beaux par muons, l'électron et le jet hadronique déposent leur énergie dans le même détecteur. A cause de ces recouvrements d'énergie, il est difficile de reconstruire et d'identifier les électrons au sein de jets. La méthode de la route a été élaborée dans ce but, mais elle reconstruit aussi des mésons $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, identifiés alors comme électrons. Un jet hadronique peut alors être identifié à tort comme jet semileptonique, c'est-à-dire comme un jet de saveur lourde. L'utilisation du CPS peut permettre d'améliorer la discrimination entre jets semileptoniques et jets hadroniques.

4.6.2 Propriété des électrons mous dans les jets

Les propriétés des électrons mous dans les jets sont évaluées à partir d'événements $t\bar{t} \rightarrow l$+jets avec $l = e, \mu$. Dans cette partie, seuls les jets satisfaisant à $p_T^{jet} > 15$ GeV/c sont considérés.

En moyenne, 0.94 électron mou est reconstruit dans le cône ($\Delta R(jet, e) < 0.5$) des jets b semileptoniques ($b \rightarrow eX$). Ce nombre est de 0.7 pour les jets c semileptonique ($c \rightarrow eX$ et $b \rightarrow c \rightarrow eX$), 0.4 pour les jets beaux hadroniques et enfin 0.3 pour les jets légers (u, d, s) hadroniques.

Ainsi, en demandant au moins un électron mou dans le cône du jet reconstruit, 70% des jets ($b \rightarrow eX$) sont étiquetés et 52% des jets c semileptoniques. Un jet beau hadronique sur trois est étiqueté. Le taux de mauvaise identification est de un jet hadronique sur quatre, plus faible que pour les jets hadroniques de saveur lourde. En effet, la fragmentation et l'hadronisation des jets b est en moyenne plus dure, conduisant à un jet formé d'un plus grand nombre de particules. Le nombre de faux électrons mous $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ dans les jets b est alors plus élevé.

La figure 4.6.29 montre le nombre moyen d'électrons mous reconstruits dans un jet b semileptonique ou un jet hadronique, en fonction de sa distance à l'axe du jet. Environ 60% de ces électrons proviennent effectivement du jet considéré. En revanche, environ 40% des objets re-

construits par l'algorithme de la route sont en vérité des pions ou kaons chargés, comme montré dans les sections précédentes. De plus, 3% des électrons dans le jet proviennent d'autres jets hadroniques ou de bosons W.

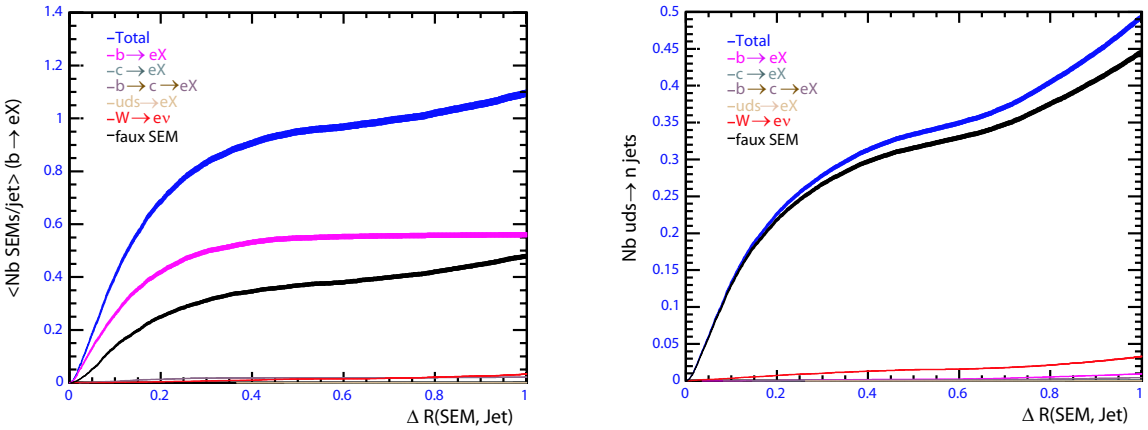


FIG. 4.6.29 – *Nombre moyen d'électrons mous (notés SEM) reconstruits dans un jet b semileptonique (à gauche) ou un hadronique (à droite), en fonction de sa distance à l'axe du jet et de la provenance de l'objet électron reconstruit.*

Il s'agit maintenant de réduire le nombre de faux électrons mous reconstruits au sein des jets. Le CPS permet de discriminer entre vrais et faux électrons mous (cf. section 4.5.2). Selon la simulation, 90% des vrais électrons sont associés à un *cluster CPS*, contre 16% pour les faux électrons mous. Ainsi, 0.6 électron mou associé à un *cluster CPS* est reconstruit dans le cône d'un jet b semileptonique. Ce nombre est de 0.3 pour les jets c semileptonique, 0.08 pour les jets beaux hadroniques et enfin 0.06 pour les jets légers (u, d, s) hadroniques.
Cela se traduit en terme de probabilité d'étiquetage des jets : 55% des jets (b $\rightarrow$ eX) sont étiquetés. Ce taux devient 30% pour les jets c semileptoniques, 8% pour les jets beaux hadroniques, et enfin un jet hadronique de saveur légère sur 17 est étiqueté.

Dans les jets semileptoniques, le lepton emporte une relativement grande impulsion transverse par rapport à l'axe du jet initial, et permet une discrimination supplémentaire par rapport aux jets où l'électron reconstruit serait plutôt colinéaire au jet. Les figures 4.6.30 et 4.6.31 montre les distributions en impulsion transverse des électrons reconstruits (p_T^{SEM}) et en impulsion transverse relativement à l'axe du jet initial $p_{T\ rel}^{SEM}$ pour des jets b semileptoniques (b $\rightarrow$ eX) et des jets de saveurs légère. Les vrais électrons sont assez énergétiques ($p_T > 5$ GeV/c) et plutôt colinéaires au jet ($p_{T\ rel}^{SEM} > 1$ GeV/c). Par contre, les faux électrons ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$) sont peu énergétiques ($p_T < 5$ GeV/c) et plutôt colinéaires au jet ($p_{T\ rel}^{SEM} < 1$ GeV/c). Les électrons provenant d'un autre jet ou d'un W sont situés à grande impulsion transverse (p_T^{SEM} et $p_{T\ rel}^{SEM}$). Enfin, cette étude montre aussi qu'un critère supplémentaire sur $p_{T\ rel}^{SEM}$ ne permet pas d'augmenter la pureté en jets b semileptoniques. En effet, en faisant varier le seuil inférieur sur $p_{T\ rel}^{SEM}$, on constate que l'efficacité d'étiquetage des jets b diminue plus rapidement que l'efficacité de mauvais étiquetage.

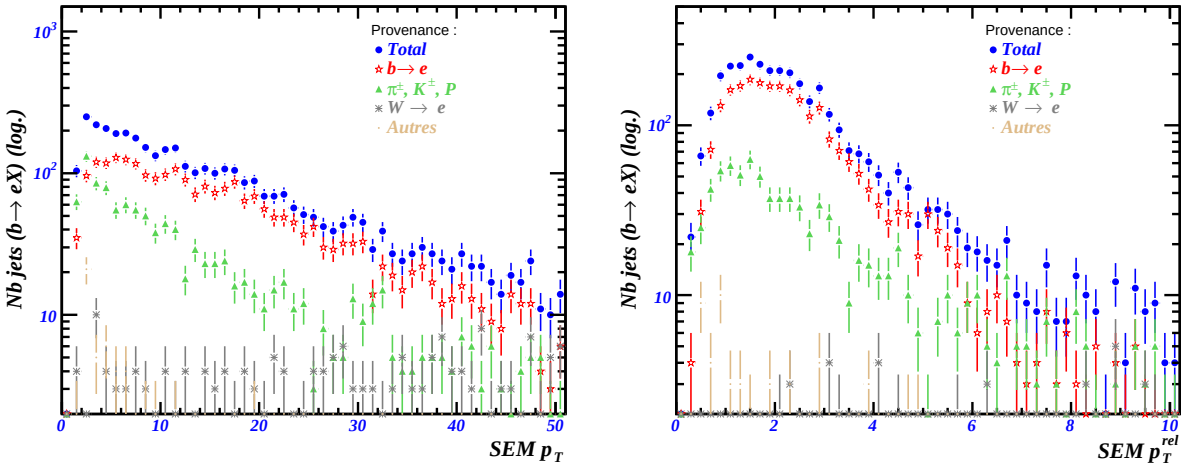


FIG. 4.6.30 – *Impulsion transverse des électrons reconstruits* (p_T^{SEM}) *dans des jets b semileptoniques en fonction de sa provenance (à gauche). A droite, impulsion transverse relativement à l'axe du jet initial* $p_{T\ rel}^{SEM}$ *pour des jets b semileptoniques.*

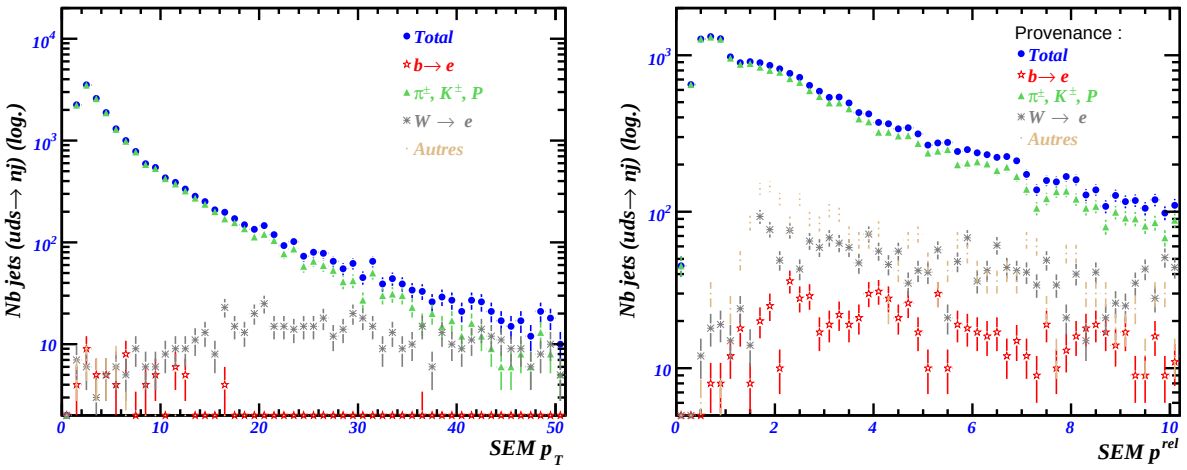


FIG. 4.6.31 – *Impulsion transverse des électrons reconstruits* (p_T^{SEM}) *dans des jets de saveur légère (quarks u, d, s) en fonction de sa provenance (à gauche). A droite, impulsion transverse relativement à l'axe du jet initial* $p_{T\ rel}^{SEM}$ *pour des jets de saveur légère.*

4.6.3 Présentation de l'algorithme d'étiquetage

L'algorithme d'identification de jets semileptoniques se compose de deux étapes : tout d'abord la reconstruction et l'identification d'un électron dans un jet, et ensuite l'application de critères de qualité sur l'électron et l'association de l'électron au jet. Le jet est étiqueté s'il satisfait les conditions suivantes :

1. Au moins un électron est reconstruit à l'intérieur du cône du jet (ΔR(jet, e) < 0.5). La figure 4.6.32 illuste les performances de l'étiquetage à cette étape. La région pour laquelle l'efficacité d'étiquetage des jets est faible ($|\eta^{det}| \approx 1.2$) correspond à la zone de transition entre le calorimètre central et les bouchons, zone dans laquelle les électrons mous ne sont pas reconstruits. On remarque également que l'efficacité d'étiquetage des jets augmente jusqu'à $|\eta^{det}| \approx 1.1$. En effet, on rappelle que la reconstruction des vrais et faux électrons mous est meilleure à grande pseudo-rapidité.
2. Parmi ces électrons reconstruits, au moins un doit être associé à un *cluster CPS*. La figure 4.6.32 illuste les performances de l'étiquetage à cette étape. L'effet du CPS est visible sur l'efficacité d'étiquetage qui chute à partir de $|\eta^{det}| \approx 1$.
3. Parmi ces électrons associés à un *cluster CPS*, au moins un doit satisfaire $\mathrm{p_T^{SEM}} > 5$ GeV/c. La figure 4.6.33 illuste les performances de l'étiquetage à cette étape. L'efficacité d'étiquetage des jets est constante jusqu'à $|\eta^{det}| \lesssim 1$ puis décroît jusqu'à $|\eta^{det}| \approx 1.3$. Par contre, elle évolue en fonction de l'impulsion transverse des jets. L'efficacité d'étiquetage des jets croît jusqu'à $p_T^{jet} \approx 50\ GeV/c$: l'électron mou est alors de plus en plus énergétique et donc mieux reconstruit. Ensuite, l'efficacité d'étiquetage des jets diminue : l'électron mou est alors de plus en plus énergétique et dépose une plus faible fraction d'énergie dans les premières couches du calorimètre ; il satisfait donc moins les conditions (*"loose"* ou *"tight"*) d'identification des électrons mous.

En imposant ces trois conditions pour l'étiquetage, 45% des jets (b $\rightarrow$ eX) sont étiquetés et 25% pour les jets c semileptoniques. Un jet beau hadronique sur 30 est étiqueté. Le taux de mauvais étiquetage des jets légers est de un jet sur 40.

4.6.4 Performances sur la mesure de $\sigma(\mathrm{t\bar{t}})$

Cette section décrit les performances de l'algorithme d'étiquetage sur des événements $\mathrm{t\bar{t}}$ et de ses principaux bruits de fond pour une analyse de mesure de section efficace $\sigma(t\bar{t})$ dans le canal "lepton+jets". Ces performances sont évaluées dans les mêmes conditions que celles décrites dans l'analyse de mesure de la section efficace $\sigma(\mathrm{t\bar{t}})$ à DØ.

Les efficacités d'étiquetage des jets par électrons mous sont estimées sur des événements simulés et reconstruits par la version *p14* du code de reconstruction, et non *p17* pour les deux raisons suivantes. D'une part, il a été montré dans les parties précédentes que les caractéristiques des données réelles reconstruites par le code *p17* sont bien reproduites par les données simulées *p14*. D'autre part, les événements simulés reconstruits par la version *p17* étaient inexistants au moment de cette analyse.

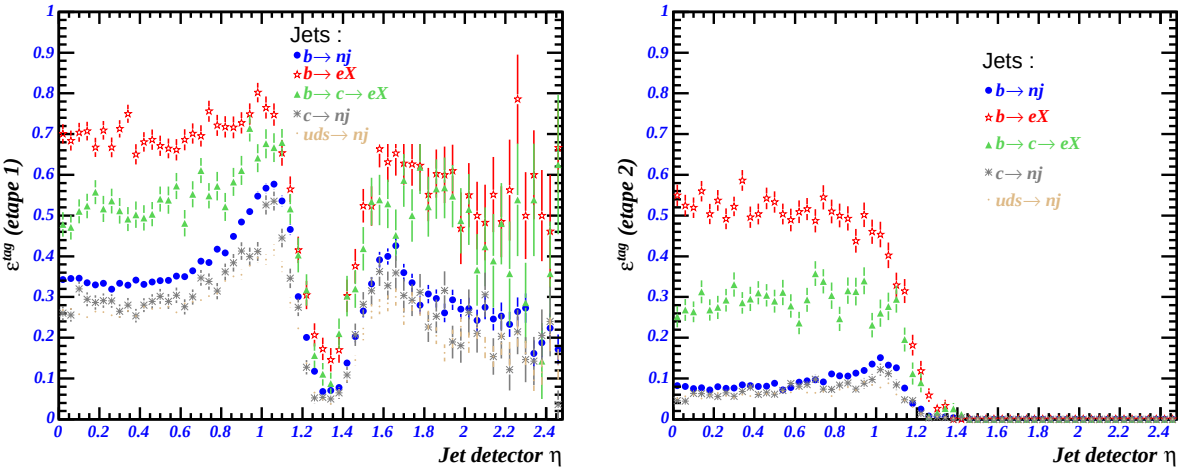


FIG. 4.6.32 – *Efficacité d'étiquetage des jets en fonction de la caractéristique du jet et de* η^{jet} *aux étapes 1 (à gauche) et 2 (à droite) de l'algorithme.*

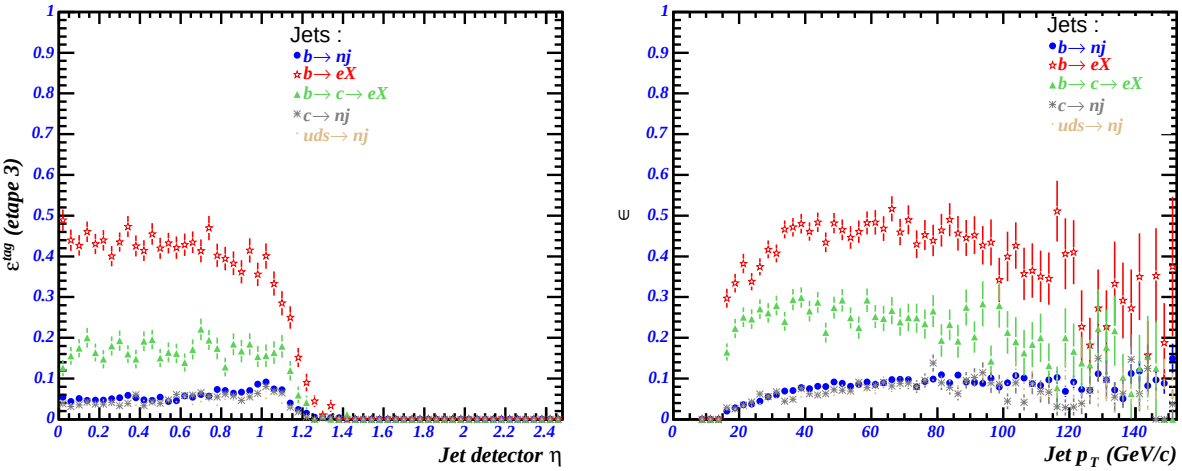


FIG. 4.6.33 – *Efficacité d'étiquetage des jets pour différentes saveurs de jets, en fonction de* η^{jet} *(à gauche) et* $\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$ *(à droite).*

Les efficacités de l'algorithme d'étiquetage par électron sont comparées avec celles par muon. Le tableau 4.6 résume ces efficacités. Ainsi, pour 425 pb^{-1} de données, 23 événements $t\bar{t}$ sont attendus, contre 49 de bruits de fond. Ces bruits de fond se répartissent de la manière suivante : 22 événements $W + jets$, 9.1 événements multijets, 15.7 événements $Z \to e^+e^-$, 1.4 événements avec quark top autres que le signal, et 0.5 événement dibosons.

TAB. 4.6 – *Efficacités de sélection des événements par l'étiquetage de jets par électrons ou par muons, pour différents processus du Modèle Standard. Les événements pris en compte pour cette analyse satisfont aux conditions de présélection décrites dans le chapitre d'analyse des données DØ.*

Processus	Efficacités de sélection des événements (%)	
	$\geq$ 1 jet étiqueté par électrons mous	$\geq$ 1 jet étiqueté par muons mous
W + jets légers	5.1±1.2	1.0±0.4
W + c	7.3±3.0	5.7±1.5
W + ($c\bar{c}$)	7.5±1.5	4.1±1.2
W + ($b\bar{b}$)	12.5±1.3	9.1±1.0
W + $c\bar{c}$	10.9±3.4	3.8±2.0
W + $b\bar{b}$	15.5±3.0	12.5±2.6
Z($\to$ ee) + jets	15.6±2.2	1.0±0.4
Z($\to \mu\mu$) + jets	5.5±1.1	3.7±0.7
Dibosons	9.7±2.8	2.5±0.8
tb	24.0±2.5	17.8±2.2
tqb	20.5±1.8	13.4±1.5
$t\bar{t} \to ll'$	30.2±1.6	19.0±1.4
$t\bar{t} \to l$ + jets	25.0±0.2	16.2±0.2

Cela donne un incertitude statistique sur $\sigma(t\bar{t})$ de 37% pouvant mener au résultat suivant : $\sigma(t\bar{t}) = 7.0 \pm 2.7(stat)\ pb^{-1}$, tout à fait honorable, compte tenu de la difficulté à identifier des électrons dans les jets. L'enjeu est alors le contrôle des fonds puisque le rapport signal sur bruit est relativement faible ($S/B \approx 0.5$).

L'étape suivante consiste à mesurer les performances de l'étiquetage des jets par la présence d'électrons sur des données réelles. Cela nécessite l'utilisation de données reconstruites par la version *p17* du code de reconstruction, et certifiées par les groupes d'identification des objets. Cependant, en raison de l'absence de telles données, cette analyse a dû s'arrêter.

4.6.5 Autres algorithmes d'étiquetage des jets beaux

Plusieurs algorithmes d'étiquetage sont développés pour les détecteurs DØ et à ATLAS. Chacun met à profit une caractéristique spécifique aux hadrons beaux.
Les hadrons b peuvent se désintégrer de deux manières, selon les saveurs des autres quarks constituants. Les mésons $b\bar{b}$ peuvent fusionner sous la forme d'un photon virtuel et donner une paire de leptons. Chaque quark b peut aussi se désintégrer par interaction faible sous la forme d'un boson W hors couche de masse et d'un partenaire d'isospin du b : quarks *top*, c ou u. Cependant, les désintégrations d'un quark b réel en quark *top* réel sont cinématiquement interdites, et les autres désintégrations sont très supprimées par les termes de la matrice CKM $V_{ub} = 0.0037 \pm 0.0008$ et $V_{cb} = 0.041 \pm 0.002$. En conséquence, les quarks b ont une grande

durée de vie. La durée de demi-vie des mésons $B^{\pm}$ est de $\tau_{B^{\pm}} \approx 1.6$ ps, ce qui correspond à un temps de vol dans le détecteur de $c\tau_{B^{\pm}} \approx 0.5$ mm. La désintégration des hadrons beaux a lieu à une certaine distance du vertex primaire en produisant un vertex secondaire déplacé. Les traces provenant de ce vertex ne convergent plus vers le vertex primaire. Avec ces mêmes traces, il est possible de reconstruire un vertex secondaire et de mesurer leur distance minimale d'approche au vertex primaire (paramètre d'impact).

L'algorithme *"secondary vertex tagger"* utilise la significance de la mesure de la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire pour identifier les hadrons beaux. Il est basé sur la reconstruction explicite de vertex secondaires, à partir des traces associées au jet mais pas au vertex primaire. L'algorithme CSIP (pour *"Counting Signed Impact Parameter"*) est basé sur le nombre de traces associées au jet, ayant un paramètre d'impact des traces suffisamment grand (supérieur à trois écarts-types sur le paramètre d'impact). Enfin, l'algorithme JLIP (pour *"Jet LIfetime Probability"*) calcule une probabilité pour que le jet soit issu du vertex primaire, à partir des distributions en paramètre d'impact des traces associées au jet.

Les quarks b ont d'autres caractéristiques qui les différencient des autres quarks. Leur masse élevée ($m_b \approx 4.2$ GeV/c^2) et leur fragmentation, plus dure que celle des autres quarks, conduisent à des effets visibles sur la masse des vertex reconstruits et la multiplicité en traces des jets, illustrés par la figure 4.6.34. Contrairement à DØ, la collaboration ATLAS utilise ces deux informations pour identifier les jets de saveurs lourdes.

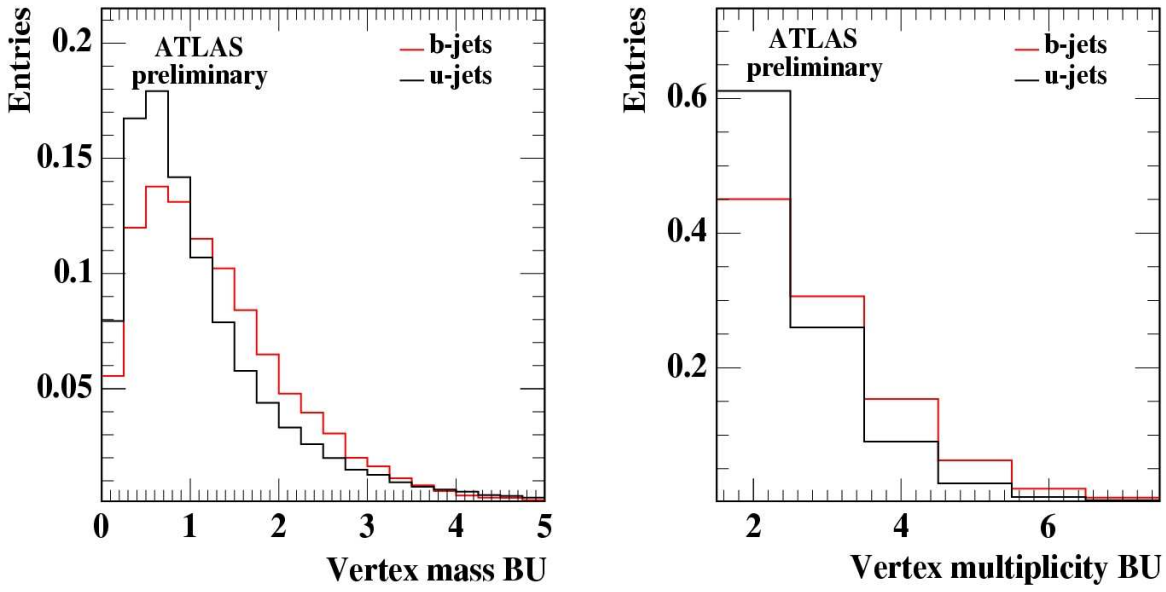


FIG. 4.6.34 – *Masse reconstruite (à gauche) et nombre de traces (à droite) issues du vertex secondaire pour des jets de quarks légers ou b.*

Conclusion

Ce chapitre se place dans le contexte de la détection des électrons mous. Ces derniers sont présents dans de nombreux domaines de physique comme l'étiquetage des jets semileptoniques, et sont utiles à la connaissance du détecteur. Les électrons mous sont reconstruits par la "méthode de la route" qui, à partir de l'information des traces, assemble des cellules calorimétriques le long de la trajectoire de l'électron. Les détecteurs de pieds-de-gerbes, conçus pour améliorer les performances de la reconstruction des objets électromagnétiques, n'étaient pas utilisés dans cet algorithme.

L'objet de cette étude a été de quantifier l'apport de l'information des détecteurs de pieds-de-gerbes sur les performances de la "méthode de la route" et sur la résolution en énergie des électrons mous. Les résultats de cette analyse ont été validés sur des données réelles. Les implications de cette étude ont porté d'une part sur la mesure des performances de certains critères de déclenchement utilisant l'information du détecteur de pieds-de-gerbes central, et d'autre part sur l'évaluation des performances de l'étiquetage des saveurs lourdes par la présence d'un électron. Dans ce dernier cas, les résultats obtenus sont proches de ceux obtenus dans le cas de l'étiquetage des jets par muons.

Chapitre 5

Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top

5.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est la mesure de section efficace de la production de paires de quarks top dans l'expérience DØ. Dans notre analyse, les événements $t\bar{t}$ sont recherchés dans les canaux "électron+jets" et "muon+jets", pour lesquels un des bosons W issus des quarks top se désintègre leptoniquement et l'autre hadroniquement. Au TeVatron, la sélection de ces événements est délicate en raison de la rareté des collisions produisant des quarks top en paires et du niveau élevé des processus produisant une signature similaire au signal.

La section 2 rappelle les critères de reconstruction et de déclenchement de l'enregistrement des paires $t\bar{t}$. Elle détaille également la simulation de ces effets dans les données simulées.

La section 3 définit les critères de sélection des objets présents dans les événements $t\bar{t}$ ainsi que leur impact sur l'efficacité de sélection du signal $t\bar{t}$ attendu dans notre analyse.

L'évaluation des fonds associés à la sélection est un élément crucial de l'analyse. Pour pallier les déficiences et les incertitudes liées à la simulation, la collaboration DØ a développé un savoir-faire autour de l'utilisation des données pour avoir une mesure précise et fiable du niveau de la plupart des fonds et des performances associées. Ces techniques sont décrites dans la section 4 du chapitre.

La technique d'extraction de la section efficace est décrite en section 5. La procédure de sélection conduit l'analyse à être divisée en quatre canaux d'étude exclusifs, selon la famille du lepton sélectionné et la multiplicité en jets de l'événement. Les comparaisons entre les nombres d'événements observés et prédits dans chacun des canaux d'analyse permettent d'obtenir une mesure de la section efficace de production de paires de quarks top. Trois méthodes, classées par ordre de complexité croissante, ont été utilisées pour mesurer cette quantité.

La section 6 répertorie et détaille l'évaluation des incertitudes systématiques associées à la mesure. Ces incertitudes proviennent des techniques utilisées lors de la sélection, et incluent une estimation de l'impact des erreurs de reconstruction, de sélection ainsi que des méthodes utilisées pour estimer les niveaux de bruits de fond.

Enfin, la section 7 présente le résultat final par canal de sélection ainsi que la section efficace obtenue pour les canaux combinés. Une dernière partie discute des vérifications supplémentaires qui ont été effectuées sur cette mesure.

5.2 Le déclenchement des événements $t\bar{t}$

5.2.1 Données réelles

L'analyse est basée sur les données du Run II du TeVatron, collectées par le détecteur DØ entre août 2002 et août 2004. Les échantillons finaux correspondent à 422 ± 26 pb^{-1} (426 ± 26 pb^{-1}) de données dans le canal "muon+jets" ("électron+jets"). Cette analyse fait appel à un système de déclenchement des événements. Ce système est adapté à l'environement hadronique de haute multiplicité du Tevatron. L'analyse requiert aussi des données de bonne qualité.

En raison de la fréquence des collisions (7.5 MHz) et de la quantité d'information à lire et à traiter, il est indispensable de définir précisément les conditions de déclenchement. Nos événements ont été enregistrés grâce à la présence d'un lepton et d'un jet énergétiques selon les critères suivants :

- **au niveau L1 :** l'événement doit avoir des tours de déclenchement calorimétrique au-dessus des seuils suivants : $E_T > 10$ GeV pour l'électron et $E_T > 5$ GeV pour les jets, et des dépôts d'énergie dans les scintillateurs à muons,
- **au niveau L2 :** les seuils en énergie sont augmentés à 10 GeV pour les jets et des critères de qualité sont imposés aux électrons (comme la fraction électromagnétique) et aux muons (nombre d'impacts dans les chambres à muons),
- **au niveau L3 :** au moins un lepton de bonne qualité avec $E_T > 15$ GeV et deux jets énergétiques ($E_T > 20$ GeV) doivent avoir été reconstruits.

Les critères de déclenchement utilisés sont détaillés en annexe B. A partir des simulations, l'efficacité moyenne des critères de déclenchement a été estimée à 93% pour les événements $t\bar{t}$ recherchés.

L'analyse requiert également que les données vérifient des critères de qualité spécifiques par l'utilisation de plusieurs niveaux de filtrage. Ces derniers visent essentiellement à rejeter les événements dus aux bruits du calorimètre et à des problèmes connus d'électronique. Une description exhaustive de ces critères de qualité se trouve dans la partie 3.4.1. Il est à noter que cette analyse est basée sur les données reconstruites par la version *p14* du code de reconstruction de DØ, corrigées et transcrites dans le cadre de corrections communes définies par le groupe "top". Ces corrections sont résumées dans le paragraphe 3.5 et détaillées dans la référence [51].

5.2.2 Données simulées

5.2.2.1 Génération

Le signal et tous les fonds ont été générés à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV avec ALPGEN (version 1.3.3) [16] (générateur FOME pour *Fixed Order Matrix Element*) pour le processus principal. Ce générateur est basé sur un calcul exact de l'élément de matrice du processus à l'ordre de Born, ce qui lui confère un intérêt certain pour l'étude des événements de haute multiplicité (processus avec émissions de partons durs). Le générateur PYTHIA [9] 6.202 est utilisé pour les radiations dans les états initial (ISR) et final (FSR), les désintégrations et l'hadronisation des partons finaux. Les fonctions de distributions partoniques utilisées sont CTEQ5L [8]. Les librairies EVTGEN [52]

et TAUOLA [53] fournissent respectivement les rapports d'embranchement et les durées de vie des différents mésons beaux : $B^0, B^\pm, B_s^0, B_c^\pm$ et Λ_b, et des leptons τ. L'événement sous-jacent, est simulé par PYTHIA (version 6.202). Les événements de biais minimum sont tirés aléatoirement selon une distribution poissonienne de moyenne 0.4 et sont ajoutés aux événements générés. Ils sont simulés à part, avec le générateur PYTHIA et la version CTEQ5L pour les fonctions de densités partoniques.

Aux caractéristiques communes de la génération des événements de signal et de fonds s'ajoutent les particularités suivantes.
Les événements $t\bar{t}$ sont calculés comme un processus $2 \to 6$, qui a l'avantage de prendre en compte complètement les corrélations de spin. Les événements W + jets sont générés en fonction du nombre de jets et de leur saveur d'origine (légère (uds), c ou b). les paramètres principaux gouvernant la production et la désintégration des événements $t\bar{t}$ et W + jets sont résumés dans la partie théorie 1.3.3. Enfin, les événements Z/γ^*+jets sont générés en fonction du nombre de jets. L'interférence Z/γ^* est prise en compte.

5.2.3 Simulation du déclenchement

Un événement réel est enregistré sur bande et conservé pour l'analyse s'il satisfait aux critères de déclenchement évoqués précédemment et détaillés en annexe B. Les événements simulés utilisés pour l'analyse doivent passer les mêmes conditions de déclenchement. Pour obtenir cela, les trois étapes du déclenchement pourraient être simulées et appliquées aux événements simulés. Cependant cette procédure réduit la statistique disponible et nécessite un travail important pour reproduire de façon fiable la réalité du déclenchement. La seconde méthode, utilisée ici, consiste en une pondération des événements. Le poids utilisé est égal à la probabilité que l'événement soit enregistré sur bande comme s'il provenait d'une vraie collision $p\bar{p}$ du TeVatron. Ce poids est calculé à partir des propriétés cinématiques de l'événement reconstruit (p_T, η, ϕ des différents objets). La figure 5.2.1 montre les probabilités de déclenchement pour le signal et le fond principal $W + jets$. Les événements $t\bar{t}$ ont une plus grande probabilité d'être enregistrés sur bande que les événements $W + jets$: la multiplicité en jets est plus importante et les leptons sont plus énergétiques et plus centraux dans les paires de quarks top.

Comme le système d'acquisition des données à DØ est une succession de trois niveaux de décision de complexité croissante L1, L2 et L3, la probabilité de déclenchement globale de l'événement est calculée de la façon suivante :

$$P_{evt} = P_{evt}(L1 \wedge L2 \wedge L3) = P_{evt}(L1) \cdot P_{evt}(L2|L1) \cdot P_{evt}(L3|(L1 \wedge L2)) \tag{5.2.1}$$

P_{evt} est le poids global appliqué à l'événement et est égal à la probabilité de passer les niveaux L1 et L2 et L3 de la chaîne de déclenchement. Il est égal au produit des probabilités conditionnelles de satisfaire toutes les conditions à chaque niveau sachant que celles des niveaux précédents sont déjà satisfaites.
Le déclenchement repose sur la détection d'au moins un lepton et un jet respectant certaines

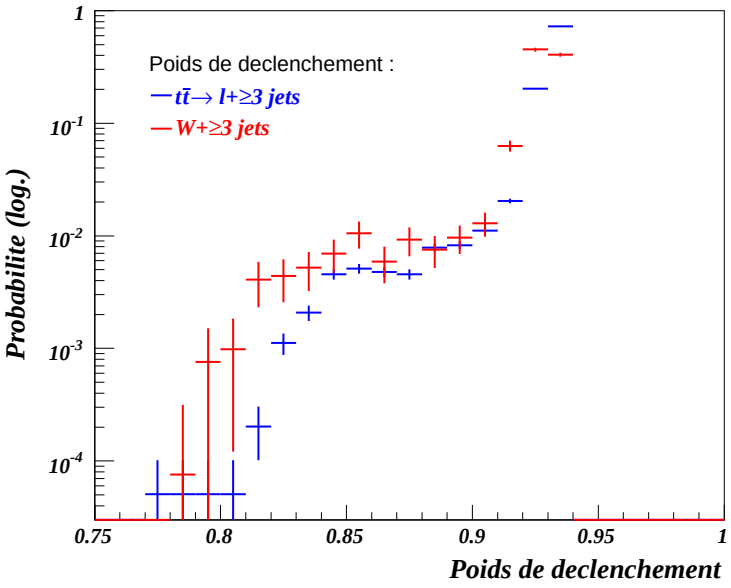


FIG. 5.2.1 – *Distributions normalisées des poids de déclenchement pour les événements* $t\bar{t} \rightarrow e+ \geq 3$ jets *et* $W(\rightarrow e\nu)+ \geq 3$ jets.

conditions. L'hypothèse utilisée est que ces deux types d'objets sont indépendants vis-à-vis du déclenchement : la probabilité pour un seul type d'objet de satisfaire des conditions spécifiques de déclenchement ne dépend pas de la présence des autres objets. Il est donc permis de factoriser chaque terme de l'équation 5.2.1 sous la forme :

$$P_{evt}(L_i) = P_{lepton}(L_i) \cdot P_{\geq 1\ jet}(L_i)$$

En appliquant cette hypothèse aux jets, le dernier terme peut s'écrire :

$$P_{\geq 1\ jet}(L_i) = 1 - \prod_{jet\ j=1}^{N_{jets}} (1 - P_{jet\ j}(L_i))$$

où P_{jet} est la probabilité qu'un jet satisfasse les conditions du déclenchement. On note que l'hypothèse d'indépendance entre les objets a été vérifiée pour les jets et n'a pas été mise en défaut.

Les probabilités P_{lepton} et $P_{\geq 1\ jet}$ sont paramétrées en fonction du moment transverse et de la pseudo-rapidité des objets reconstruits. Elles sont mesurées à partir des données réelles et en fonction des versions du déclenchement utilisées. Ces probabilités de déclenchement sont montrées en annexe B. La probabilité de déclenchement d'un électron est de 50% pour une énergie transverse proche du seuil de déclenchement de 15 GeV et atteint un plateau à $95 \pm 1\%$ pour une énergie transverse double.

Concernant les muons, l'efficacité de déclenchement varie en fonction de $|\eta|$ et ϕ à cause de la couverture non complètement hermétique des chambres à muons (trous et jonction entre les différentes parties du détecteur à $|\eta_{det}| \approx 0.7$). Cependant, cette efficacité de déclenchement n'est pas paramétrée en ϕ_μ puisque les processus physiques sont de symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau. Il existe pourtant des corrélation en ϕ entre les muons et les autres objets de l'événement mais elles sont faibles et sont donc négligées.

L'efficacité moyenne de déclenchement des deux premiers niveaux $L1 \wedge L2$ est de $94 \pm 1\%$. Dans notre canal de recherche des événements $t\bar{t}$, le muon issu d'un jet pourrait contribuer au

déclenchement sur les muons. Mais celui-ci est de bien moindre énergie que le lepton isolé et par conséquent ne valide pas, à lui seul, toutes les étapes de la chaîne d'acquisition.

En ce qui concerne les jets, la probabilité de déclenchement est proche de 50% si l'énergie est proche du seuil du déclenchement de 20 GeV, sauf pour le niveau L1. Elle atteint un plateau à $98 \pm 1\%$ lorsque l'énergie transverse dépasse le double du seuil.
Les incertitudes sur les mesures de ces efficacités de déclenchement et leur impact sur la mesure de section efficace sont détaillées dans la partie 5.6.2.

5.3 Sélection des événements $t\bar{t}$

Le premier objectif de la sélection est l'identification d'événements correctement reconstruits avec des objets de bonne qualité. Le deuxième objectif est la sélection des événements ayant la même signature que le signal recherché. Afin d'améliorer encore le rapport signal sur bruit, la sélection peut se poursuivre par l'application de critères supplémentaires comme l'étiquetage des jets, ou par une analyse discriminante multivariée, comme une sélection topologique [54][55].
La signature du signal recherché est la suivante :

- un lepton central et de grande impulsion transverse,
- un neutrino provenant de la décroissance du boson W issu du top apparaissant sous la forme d'importante énergie transverse manquante,
- au moins trois jets centraux de grande impulsion transverse,
- au moins un muon mou dans un jet, étiquetant un jet de saveur lourde.

Les critères de sélection portent sur cette topologie et sur la qualité des objets reconstruits suivants : vertex primaire, leptons, jets, énergie transverse manquante, et jets étiquetés b. Les parties suivantes détaillent la sélection de ces objets.

5.3.1 Sélection du vertex primaire

Après reconstruction, seuls les vertex primaires de bonne qualité sont retenus : le vertex doit être reconstruit à l'intérieur de la zone lumineuse ($|z^{PV}| < 60\ cm$), avec au moins 3 traces pointant vers ce vertex. A DØ, deux méthodes de reconstruction du vertex primaire sont utilisées et il est requis que ces algorithmes donnent le même résultat à $\Delta z < 5\ cm$ près.

5.3.2 Sélection de l'électron

La signature des événements $t\bar{t}$ recherchés comporte exactement un électron énergétique, central et isolé. Demander au moins un électron reconstruit et de bonne qualité permet de diminuer le niveau des fonds multijets. Les fonds physiques caractérisés par un électron et un autre lepton énergétique ($Z + jets$, *dibosons*) sont réduits en imposant un véto sur la présence d'un autre lepton isolé.

Plusieurs niveaux de qualité sur les électrons isolés sont utilisés dans cette analyse. Les critères *"loose"*, *"medium"* et *"tight"* qui sont définis en 3.4.4, ont pour but d'améliorer la discrimination avec des photons et des jets hadroniques principalement. Les figures 5.3.2 représentent, avant tout critère de sélection, les distributions cinématiques p_T^e et η^e de l'électron *"tight"* de plus haut moment transverse pour le signal et les bruits de fond principaux. Elles montrent que les

électrons dans les événements W + jets et $t\bar{t}$ ont des caractéristiques similaires, bien qu'ils soient un peu moins centraux dans les processus W + jets. La région inter-cryostat, moins instrumentée et localisée à $1.1 < |\eta^{\mathrm{det}}| < 1.5$, est caractérisée par une perte d'efficacité de reconstruction des électrons.

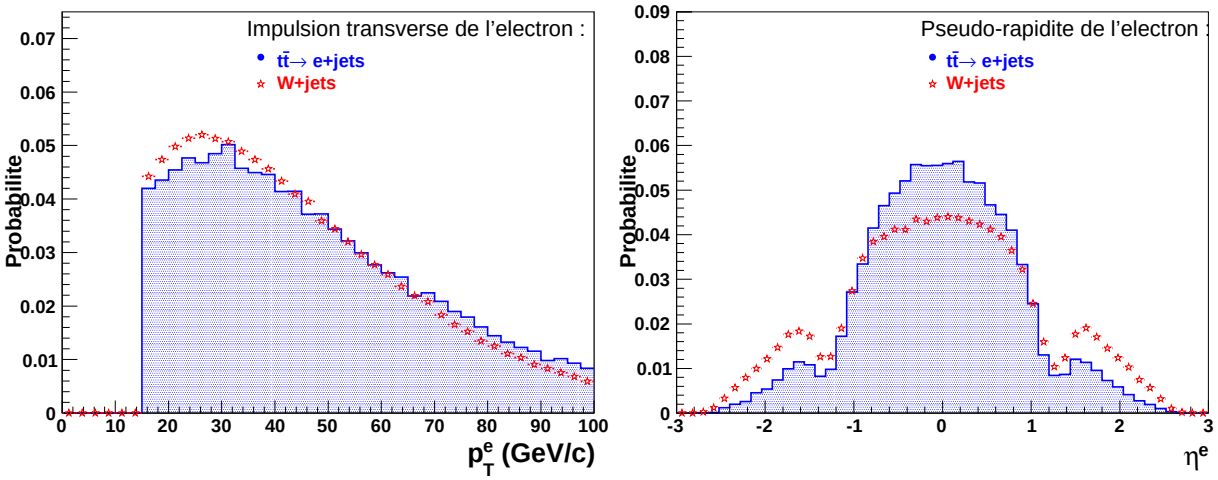


FIG. 5.3.2 – *Distributions normalisées* p_T^e *(gauche) et* η^e *(droite) de l'électron "tight" le plus énergétique pour le signal et le bruit de fond principal* W + jets.

Il existe deux versions de présélection qui dépendent de la qualité de reconstruction de l'électron. La présélection dite *"loose"* (*"tight"*) est basée sur les critères suivants :

- exactement un électron énergétique isolé *"loose"* (*"tight"*) et central, vérifiant $p_T^{\mathrm{trace}} > 10$ GeV/c, $E_T^e > 20$ GeV, et $|\eta^e| < 1.1$;
- aucun autre électron énergétique isolé de qualité *"medium"* et d'énergie transverse supérieure à 15 GeV ;
- aucun muon énergétique *"medium"* d'impulsion transverse supérieure à $p_T^\mu > 15$ GeV/c.

Le rejet des événements avec un deuxième lepton permet d'assurer l'orthogonalité avec les analyses $t\bar{t}$ effectuées dans le canal dilepton. Le muon servant à étiqueter le jet est peu sensible au véto sur le muon *"medium"* énergétique puisqu'il n'est pas isolé et que son impulsion transverse est peu élevée et inférieure au seuil en p_T^μ.

Notons que les efficacités des présélections *"loose"* et *"tight"* sont différentes dans les données et la simulation. Cette dernière est corrigée par l'application de facteurs correctifs globaux : $\kappa_{\mathrm{loose}} = \varepsilon_{\mathrm{donnees}}/\varepsilon_{\mathrm{MC}} = 0.965 \pm 0.010$ et $\kappa_{\mathrm{tight}} = 0.880 \pm 0.011$ [54]. En tenant compte de cette correction pour le calcul d'efficacité de sélection, 41% des événements $t\bar{t}$ satisfont à la sélection *"loose"* et 37% pour la sélection *"tight"*.

5.3.3 Sélection du muon

La signature des événements $t\bar{t}$ recherchés dans le canal "μ + jets" comporte exactement un muon de grande impulsion transverse, central et isolé. Comme pour le canal "e + jets", les fonds physiques caractérisés par un muon énergétique et un autre lepton énergétique (Z + jets, dibosons) sont rejetés en imposant un véto contre la présence d'un deuxième lepton isolé.

Comme pour les électrons, plusieurs niveaux de qualité sur les muons isolés sont utilisés dans cette analyse. Les critères *"loose"*, *"medium"* et *"tight"* sont définis dans la partie 3.4.7. Ils ont pour but d'améliorer la discrimination avec des muons d'origine cosmique et des jets hadroniques principalement.

Les figures 5.3.3 représentent, avant tout critère de sélection, les distributions cinématiques $\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mu}$ et η^{μ} du muon *"tight"* de plus haut moment transverse pour le signal et les bruits de fond principaux. Elles montrent, comme dans le cas des électrons, des caractéristiques similaires entres W + jets et $\mathrm{t\bar{t}}$, bien qu'ils soient un peu moins centraux dans les processus W + jets et $Z + jets$.

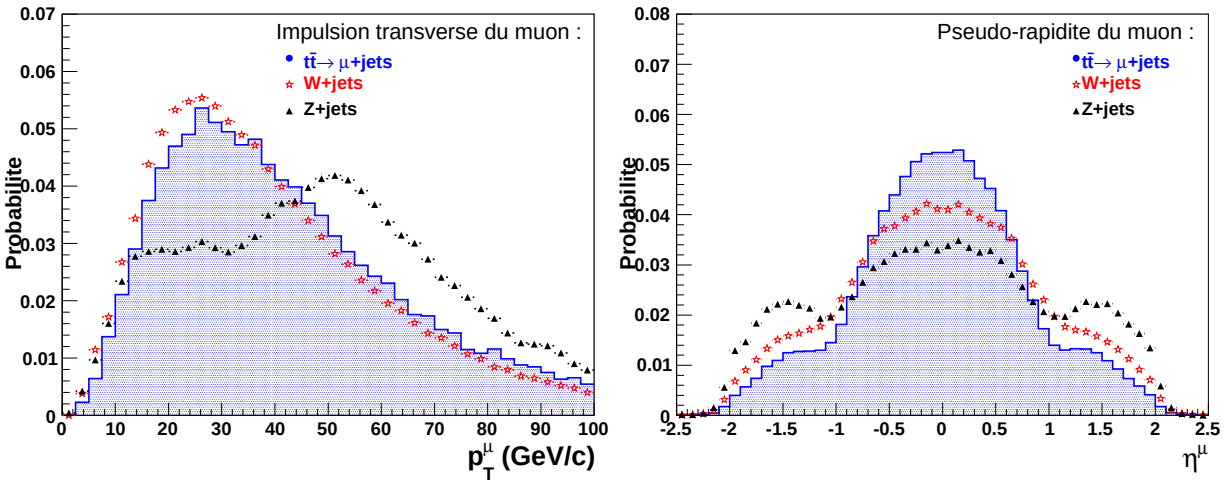


FIG. 5.3.3 – *Distributions normalisées* $\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mu}$ *(gauche) et* η^{μ} *(droite) du muon "tight" de plus haut* p_T *pour le signal et les bruits de fond principaux* W + jets *et* Z + jets.

Dans le cas de la sélection des muons, il existe aussi deux niveaux de présélection qui dépendent de la qualité de reconstruction du muon. La présélection appelée *"loose"* (*"tight"*) s'établit ainsi :

- exactement un muon énergétique central et isolé *"loose"* (*"tight"*), éloigné des jets ($\Delta\mathrm{R}(\mathrm{jet}, \mu) > 0.5$) avec $\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mu} > 20$ GeV, $|\eta_{\mathrm{det}}^{\mu}| < 2.0$;
- aucun autre muon énergétique isolé *"medium"* avec $\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mu} > 15$ GeV/c ;
- aucun événement $\mathrm{Z}(\rightarrow\mu\mu)$: la masse invariante di-muon est formée à partir du muon sélectionné et tout autre candidat muon déterminé par des dépôts énergétiques dans les couches A ou BC des chambres à muons et associé à une trace. L'événement est rejeté si la masse di-muon est comprise entre 70 et 110 GeV/c^2 ;
- aucun électron énergétique *"medium"* d'énergie $\mathrm{E}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{e}} > 15$ GeV.

Le rejet des événements avec un deuxième lepton permet d'assurer l'orthogonalité avec les analyses $\mathrm{t\bar{t}}$ dans le canal dilepton. La condition de véto sur la masse invariante de la paire di-muons permet d'accroître le rejet des fonds $Z + jets$. Dans notre canal de recherche, les événements $\mathrm{t\bar{t}}$ possèdent un deuxième muon servant à étiqueter le jet. On notera que le critère sur la masse invariante $m_{\mu\mu}$ ne compromet pas l'efficacité de sélection du signal qui est de $98 \pm 0.2\%$ pour cette coupure.

Ici encore, les efficacités des sélections *"loose"* et *"tight"* sont différentes dans les données et la simulation. De la même façon que pour l'électron, des facteurs correctifs globaux,

$\kappa_{\text{loose}} = \varepsilon_{\text{donnees}}/\varepsilon_{\text{MC}} = 0.966 \pm 0.048$ et $\kappa_{\text{tight}} = 0.950 \pm 0.047$, sont pris en compte dans la simulation [55]. L'efficacité de la sélection *"loose"* (*"tight"*) sur des événements $t\bar{t}$ est de 40% (35%).

5.3.4 Sélection des jets

Les critères de sélection portant sur les jets ont pour but de purifier le lot d'événements sélectionnés en rejetant les fonds multijets, W + jets et Z + jets, qui produisent des jets moins centraux et moins énergétiques. Seuls les jets de bonne qualité satisfaisant aux critères définis dans la partie 3.4.5 sont conservés pour l'analyse. Les incertitudes sytématiques liées à la calibration de ces jets sont alors plus faibles.

Les figures 5.3.4, 5.3.5 et 5.3.6 représentent les distributions du nombre de jets reconstruits, et les distributions en impulsion transverse et en pseudo-rapidité des deux jets les plus énergétiques pour différents processus simulés. Elles montrent que la multiplicité en jets reconstruits est plus grande pour le signal que pour les fonds principaux. Les jets produits dans les événements de signal tendent à être plus centraux et plus énergétiques que ceux produits en association avec un boson W ou Z.

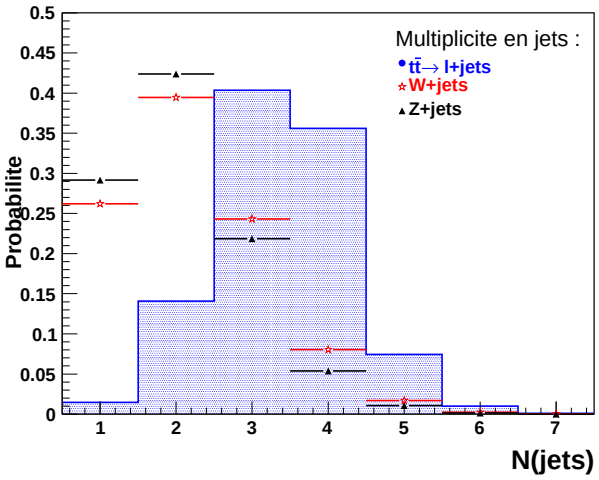


FIG. 5.3.4 – *Densité de probabilité associée au nombre de jets reconstruits pour le signal et les fonds* W + jets *et* Z + jets.

Les événements $t\bar{t}$ dans notre canal sont caractérisés par l'émission de quatre partons durs à l'ordre le plus bas, auxquels s'ajoutent les radiations, plus molles, dans l'état initial et final. Les effets d'acceptance géométriques et les inefficacités de reconstruction des jets conduisent à la définition des critères de sélection suivants :

- au moins 3 jets centraux énergétiques : $E_T^{jet} > 20$ GeV et $|\eta^{jet}| < 2.5$
- parmi lesquels au moins un très énergétique : $E_T^{jet} > 40$ GeV.

Ces critères ont pour but de purifier le lot d'événements sélectionnés en rejetant les fonds multijets, W + jets et Z + jets, qui produisent des jets moins centraux et moins énergétiques. Notons qu'à ce stade de l'analyse, environ 80% des événements $t\bar{t}$ respectent ces critères sur les jets.

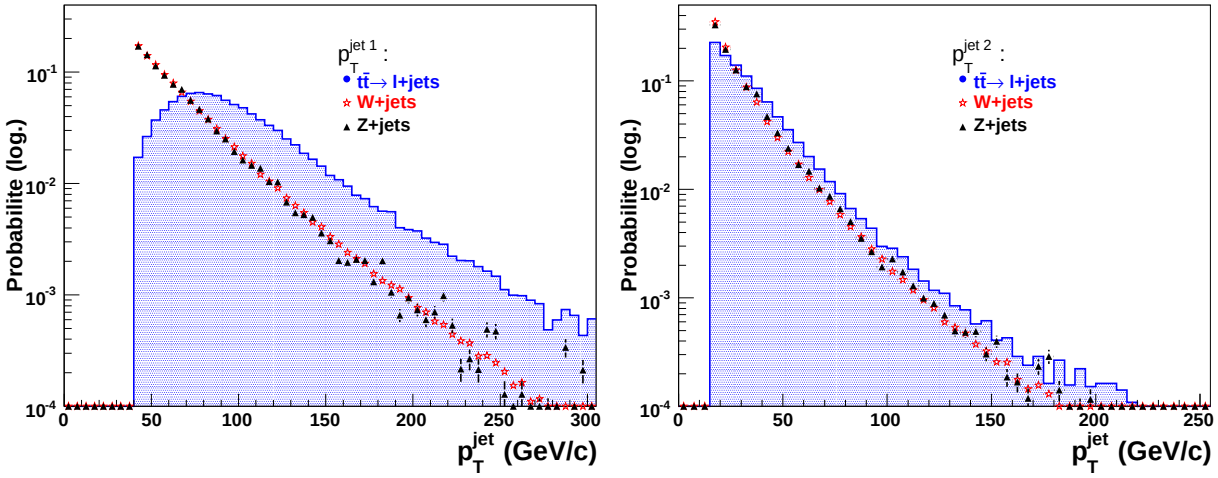


FIG. 5.3.5 – *Spectres en impulsion transverse du jet le plus énergétique (à gauche) et du second jet le plus énergétique (à droite), avant l'application des critères de sélection pour le signal et les bruits de fond* $\mathrm{Z} + \mathrm{jets}$ *et* $\mathrm{W} + \mathrm{jets}$.

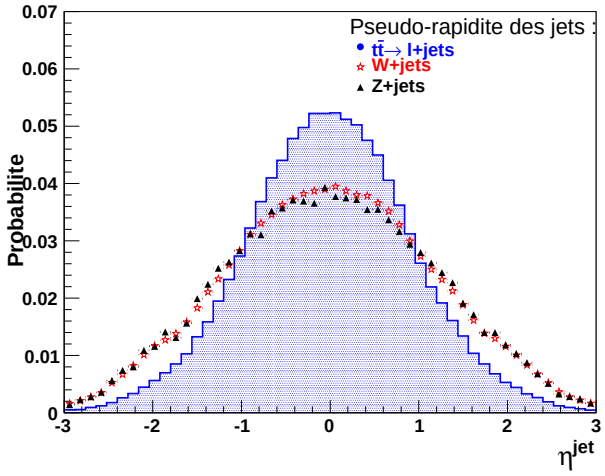


FIG. 5.3.6 – *Spectres en pseudo-rapidité des jets reconstruits avant l'application des critères de sélection pour le signal et les fonds* $\mathrm{W} + \mathrm{jets}$ *et* $\mathrm{Z} + \mathrm{jets}$.

5.3.5 Sélection de l'énergie transverse manquante

Les paires $t\bar{t}$, suite à la présence de bosons W dans leur chaîne de désintégration, produisent un neutrino énergétique, source d'énergie transverse manquante importante. Les processus multi-jets et Z+jets ne sont pas caractérisés par l'émission d'un neutrino énergétique, et par conséquent n'ont pas de source intrinsèque de $\vec{\not{E}}_T$ importante. Cependant, elle peut être créée artificiellement lors de la reconstruction, comme le montre la figure 5.3.7. Ces effets sont limités par les corrections et l'étalonnage des objets.

La figure 5.3.7 montre le spectre en énergie transverse manquante pour le signal et les principaux bruits de fond. Les événements Z + jets permettent d'estimer la résolution en $\not{E}_T$. Cette dernière est très dépendante de la multiplicité en jets ; c'est pourquoi l'énergie transverse manquante est plus faible dans les processus W + jets que $t\bar{t}$, la multiplicité en jets, étant plus faible.

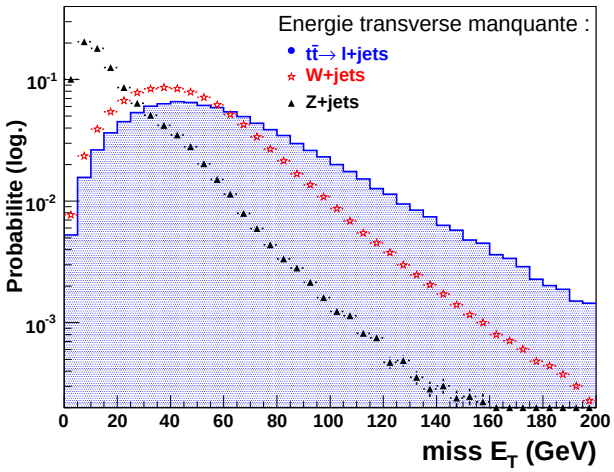


FIG. 5.3.7 – *Spectre normalisé en $\not{E}_T$ pour le signal et les fonds principaux.*

Les jets hadroniques à forte dominance électromagnétique déposent peu d'énergie dans le calorimètre hadronique. Ils sont alors identifiés comme électrons, et l'énergie du jet initial est alors sous-évaluée. De même, les muons dans les jets de saveurs lourdes peuvent emporter une grande fraction de l'énergie du jet, qui ne sera pas reconstruit. Dans ce cas, l'énergie du jet initial identifié comme muon est sous-évaluée. Ces deux effets se répercutent sur l'énergie transverse manquante. La direction de $\vec{\not{E}}_T$ est modifiée dans la direction du jet identifié comme lepton. Le critère dit de *"coupure triangulaire"* a pour but d'éliminer les événements sur lesquels cette erreur est susceptible d'intervenir. Les directions du lepton reconstruit et du vecteur $\vec{\not{E}}_T$ tendent à être colinéaires lorsque le lepton est issu d'une mauvaise reconstruction. Les figures 5.3.8 montrent la localisation des données et des événements W+jets et signal $t\bar{t}$ dans le plan $(\Delta\phi(\vec{\not{E}}_T, \vec{p_T^{lepton}}), \not{E}_T)$. Elles montrent également l'effet des sélections triangulaires. Les événements avec une faible $\not{E}_T$ et dont la direction et le sens se rapprochent à ceux du lepton ne se trouvent que dans les données et sont dus à des effets mal compris dans la reconstruction. Les valeurs de ces *"coupures triangulaires"* sont issues d'une maximisation du produit efficacité×pureté en signal $t\bar{t}$.

La sélection de l'énergie transverse manquante se base ainsi sur les critères suivants :

- une énergie transverse manquante importante : $\not{E}_T > 20$ GeV
- une énergie transverse manquante non colinéaire au lepton :

$$\Delta\phi(\vec{\not{E}}_T, \vec{p_T^{lepton}}) < A\left(1 - \frac{\not{E}_T}{B}\right)$$

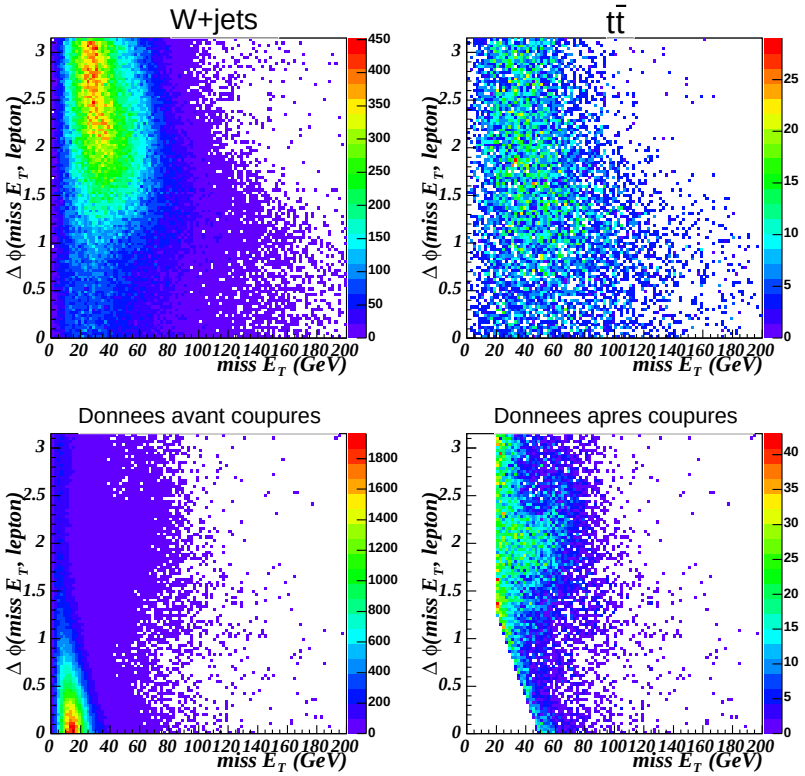


FIG. 5.3.8 – *Distributions des événements "e+jets" dans le plan* $(\Delta\phi(\vec{\not{E}}_T, \vec{p_T^e}), \not{E}_T)$. *En haut :* W+jets *et* $t\bar{t}$, *en bas : données avant et après application des coupures triangulaires.*

avec (A, B)=(1.88, 50 GeV/c) pour le canal "μ+jets"

et (A, B)=(2.20, 49 GeV/c) pour le canal "e+jets".

Ces critères permettent de conserver 84% (86%) des événements de signal dans le canal e+ $\geq$ 3 jets (μ+ $\geq$ 3 jets).

5.3.6 Sélection des jets de quarks beaux

Les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par la présence de jets issus de l'hadronisation des deux quarks b. Ceux-ci ont tendance à être centraux et énergétiques. En prenant en compte aussi les jets de quarks c issus du boson W, 34% des événements $t\bar{t}$ ont au moins un jet semileptonique. Les muons issus de ces jets sont de basse impulsion transverse ($p_T^\mu \lesssim 20$ GeV/c), comme le montre la figure 5.3.10. L'étiquetage des jets vise à réduire le fond principal après la présélection (W + jets), qui se distingue du signal par une plus faible multiplicité en jets b énergétiques. Pour les mêmes raisons, cette sélection permet de rejeter les fonds multijets, Z + jets et dibosons.

La présence d'un muon non isolé, ou autrement dit un muon dans un jet, est une des signatures d'un jet initié par un quark b. La figure 5.3.9 illustre cela en montrant la probabilité d'étiquetage pour des jets b, c et légers en fonction de $\eta^{\rm jet}$ et $p_T^{\rm jet}$. Pour des jets semileptoniques, cette probabilité d'étiquetage atteint rapidement un plateau : $\varepsilon = 55\%$ pour $p_T^{\rm jet} \gtrsim 70$ GeV/c. Par contre, la probabilité d'étiquetage des autres jets (mauvais étiquetage) croît en fonction de son impulsion transverse. Les distributions en pseudo-rapidité montrent des creux à $|\eta^{\rm jet}| \approx 1$ à cause des trous dans la couverture des chambres à muons.

Afin de les différencier des muons d'origine cosmique, des muons provenant de mésons légers ($\pi^\pm$, $K^\pm$) énergétiques, et des dépôts d'énergie dans les chambres à muons issus de jets hadroniques très énergétiques, des critères de qualité spécifiques sont appliqués aux muons utilisés

pour l'étiquetage.

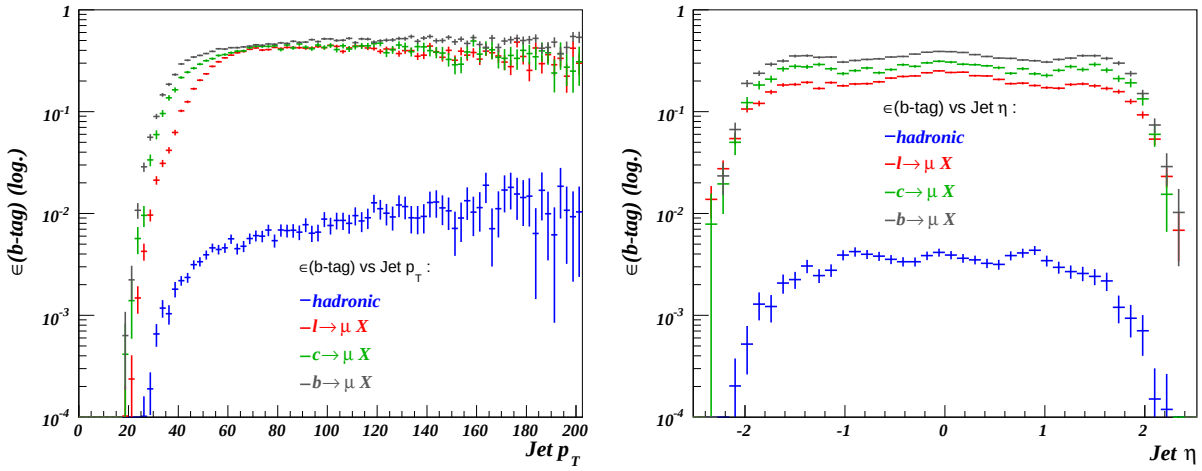


FIG. 5.3.9 – *Probabilité d'étiquetage pour des jets b, c et légers en fonction de* η^{jet} *et* p_T^{jet}.

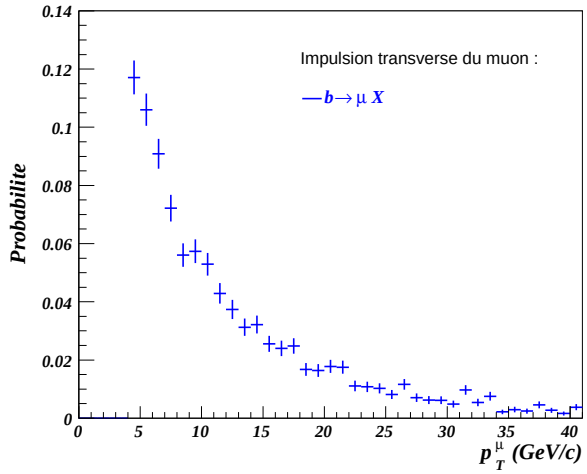


FIG. 5.3.10 – *Impulsion transverse du muon provenant de jets b semileptoniques dans les événements* $t\bar{t}$.

La sélection de jets de quarks b semi-leptoniques se base donc sur les critères suivants :

- au moins un jet central et énergétique $|\eta^{\text{jet}}| < 2.0$, $\text{p}_\text{T}^{\text{jet}} > 15$ GeV/c,
- au moins un muon central et peu énergétique dans le jet : $\eta^\mu < 2.0$, $\text{p}_\text{T}^\mu > 4$ GeV/c et $\Delta\text{R}(\text{jet}, \mu) < 0.5$.

Il est important de noter ici que le véto sur un deuxième muon isolé ne perturbe quasiment pas les performances de cette méthode d'étiquetage. Environ 0.2% des événements $t\bar{t}$ sont rejetés parce que le muon dans un jet correspond au critère *"medium"*. Cette perte est faible parce que d'une part, les gammes d'énergie du muon provenant du jet b et du muon sélectionné issu d'un boson W ou Z se recouvrent peu, et d'autre part, les muons dans les jets ne satisfont pas au critère d'isolation.

Notons ici une fois de plus que les efficacités d'étiquetage d'un jet par un muon sont corrigées parce qu'elles sont différentes dans les données et la simulation. Des facteurs correctifs globaux, proches de 1, sont pris en compte dans la simulation. Un jet semileptonique sur deux (48%) est étiqueté. Le taux de mauvais étiquetage est faible : il est d'environ 0.3% par jet de saveur légère.

5.3.7 Efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$

L'efficacité totale des critères de sélection, à l'exception de l'étiquetage, est de 13.0% (9.1%) pour des événements $t\bar{t}\rightarrow$e+3 jets (e+4 jets) et 11.5% (9.4%) pour des événements $t\bar{t}\rightarrow\mu$+3 jets (μ+4 jets). Le tableau 5.1 reporte les efficacités cumulées des critères de sélection définis ci-dessus. Les détails de ces efficacités de sélection sont fournis en annexe C.

TAB. 5.1 – *Efficacités cumulées de chaque critère de sélection pour des événements de signal. Tous les facteurs correctifs sont pris en compte. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 0.1%.*

canal	$e+ \geq 3$ *jets*	$\mu+ \geq 3$ jets
$\varepsilon_{\mathrm{L1L2L3}}$ (%)	92.9	90.3
$\varepsilon_{\mathrm{PV}}$ (%)	91.0	87.4
$\varepsilon_{\mathrm{lepton\ loose}}$ (%)	37.5	35.3
$\varepsilon_{\mathrm{lepton\ tight}}$ (%)	33.8	30.8
$\varepsilon_{\mathrm{veto\ e}}$ (%)	33.8	30.7
$\varepsilon_{\mathrm{veto}\ \mu}$ (%)	33.7	30.6
$\varepsilon_{\mathrm{N(jets)}}$ (%)	26.3	24.4
$\varepsilon_{\not{E}_{\mathrm{T}}}$ (%)	22.1	20.9
$\varepsilon_{\mathrm{b-tag}}$ (%)	3.68	3.39

5.4 Evaluation des fonds

Ayant des caractéristiques proches du signal, les processus multijets, W + jets, Z + jets, dibosons, et les autres processus contenant un quark top contribuent de façon non négligeable au lot final d'événements sélectionnés. Il est donc nécessaire d'évaluer correctement et précisément la contamination après la sélection, ce qui est une partie difficile de l'analyse.
En effet parmi ces fonds, certains sont difficiles à simuler correctement. Dans ces cas, l'estimation de la contamination du signal est faite soit directement à partir des données elles-mêmes, soit à partir de simulations normalisées sur les données. Dans les cas des processus plus rares et mieux compris, l'évaluation du niveau de fond est faite à partir d'événements simulés.

5.4.1 Estimation des fonds multijets

Les processus multijets peuvent être pris pour des événements de signal si un jet hadronique est identifié comme un lepton isolé et énergétique, et si une grande énergie transverse manquante est artificiellement engendrée. La probabilité pour que ce type de mauvaise reconstruction advienne est très faible, de l'ordre de 10^{-4}. Cependant, la section efficace de ces processus, supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle du signal, peut conduire à un nombre d'événements multijets sélectionnés non néglibeable. Il faudrait donc générer un grand nombre d'événements pour simuler les événements multijets sélectionnés pour l'analyse ce qui, compte tenu du temps nécessaire à leur reconstruction, est impossible. Pour cette raison, le niveau des fonds multijets est mesuré directement à partir des données.

L'évaluation de la contribution des fonds multijets dans le lot d'événements sélectionnés (c'est-à-dire après étiquetage des jets) contenant un lepton et au moins trois jets est effectuée selon le principe suivant : le lepton énergétique sélectionné est soit un vrai lepton, soit issu d'une mauvaise reconstruction (et est en réalité un jet hadronique). Le lot final, contenant N_{sel} événements, se partage en N_{vrai} événements avec un vrai lepton et N_{faux} événements avec un faux lepton et l'on peut écrire : $N_{sel} = N_{vrai} + N_{faux}$. Les variables cinématiques ne permettent pas de discriminer les vrais des faux leptons, à la différence de critères de qualité du lepton. Les nombres d'événements avec un vrai ou un faux lepton varient de façon différente si le lepton est de qualité *"loose"* ou *"tight"*. Ces critères ont été spécialement conçus pour discriminer les vrais des faux leptons. Ils conduisent aux deux équations suivantes :

$$\begin{cases} N^{loose} = N^{loose}_{vrai} + N^{loose}_{faux} \\ N^{tight} = N^{tight}_{vrai} + N^{tight}_{faux} \end{cases}$$

Les nombres d'événements sélectionnés ayant un vrai lepton *"loose"* ou ayant un vrai lepton *"tight"* sont liés par la probabilité ε_{vrai} pour le vrai lepton *"loose"* de satisfaire aussi le critère *"tight"*. Il en est de même pour les faux leptons *"loose"* qui passent le critère *"tight"* avec la probabilité ε_{faux}. Cette probabilité est plus grande pour le vrai lepton. Le système précédent devient alors un système de deux équations indépendantes à deux inconnues qu'il est possible de résoudre :

$$\begin{cases} N^{loose} = N^{loose}_{vrai} + N^{loose}_{faux} \\ N^{tight} = \varepsilon_{vrai} \cdot N^{loose}_{vrai} + \varepsilon_{faux} \cdot N^{loose}_{faux} \end{cases}$$

La solution du système est :

$$\begin{cases} N_{vrai}^{loose} = \frac{N^{tight} - \varepsilon_{faux}.N^{loose}}{\varepsilon_{vrai} - \varepsilon_{faux}} \\ N_{faux}^{loose} = \frac{\varepsilon_{vrai}.N^{loose} - N^{tight}}{\varepsilon_{vrai} - \varepsilon_{faux}} \end{cases}$$

N^{loose} et N^{tight} sont connus et sont les nombres d'événements obtenus après les sélections *"loose"* et *"tight"*. ε_{vrai} et ε_{faux} doivent être mesurées par ailleurs. ε_{faux} est mesurée à partir d'un échantillon de données réelles. Celui-ci a été enrichi en faux leptons, en inversant le critère sur l'énergie transverse manquante ($\not{E}_T < 10$ GeV). ε_{vrai} est mesurée sur des données simulées $W + jets$ et $t\bar{t}$.
Le nombre de jets et les critères de déclenchement peuvent influer sur ces probabilités. En effet, la probabilité de reconstruire au moins un jet comme lepton dans l'événement augmente en fonction du nombre de jets. De même, les critères de qualité appliqués aux électrons dans les différentes versions du déclenchement ont été modifiés, ce qui modifie ε_{faux}. C'est pourquoi ε_{vrai} et ε_{faux} sont paramétrées en fonction des versions des critères de déclenchement des données ou du nombre de jets. Aucune dépendance significative de ε_{faux} en fonction du nombre de jets n'est constatée dans le canal "e+jets" : la valeur choisie a été obtenue pour une multiplicité en jets supérieure ou égale à deux [54]. Les tableaux 5.2 et 5.3 récapitulent les valeurs utilisées pour ε_{vrai} et ε_{faux}.

TAB. 5.2 – *Valeurs de ε_{vrai} utilisées pour les analyses "e+jets" et "μ+jets" en fonction du nombre de jets. L'erreur associée est d'origine statistique.*

N_{Jets}	ε_{vrai} : canal "e+jets"	ε_{vrai} : canal "μ+jets"
1 jet	0.847±0.005	0.897±0.006
2 jets	0.844±0.009	0.854±0.010
3 jets	0.830±0.006	0.855±0.007
≥4 jets	0.820±0.007	0.818±0.007

TAB. 5.3 – *Valeurs de ε_{faux} utilisées pour les analyses "e+jets" et "μ+jets" ainsi que l'erreur statistique associée pour les différentes versions des critères de déclenchement (V11 à V13) et en fonction du nombre de jets.*

ε_{faux} : canal "e+jets"		ε_{faux} : canal "μ+jets"	
V11	0.126±0.008	1 jet	0.144±0.003
V12	0.186±0.009	2 jets	0.161±0.007
V13	0.134±0.016	3 jets	0.178±0.020
		≥4 jets	0.178±0.020

Notons que les efficacités ε_{vrai} et ε_{faux} sont issues d'une mesure effectuée après la présélection. En effet, à ce niveau, la statistique est encore relativement importante et permet d'obtenir des valeurs suffisamment précises. Ces efficacités sont aussi utilisées après étiquetage des jets. En effet, l'efficacité du critère *"tight"* sur les électrons *"loose"* énergétiques et isolés est identique dans les événements étiquetés et non-étiquetés. Cette hypothèse a été vérifiée en mesurant ε_{faux}

avec la même procédure qu'avant étiquetage mais avec la statistique disponible après étiquetage. Les valeurs mesurées, bien que limitées statistiquement, sont compatibles.

Le tableau 5.4 donne les nombres d'événements restants après les sélections *"loose"* et *"tight"*, ainsi que les résultats en terme de vrais ou faux leptons. Le niveau des fonds multijets représente environ 10% des événements sélectionnés

TAB. 5.4 – *Nombre d'événements de données réelles statisfaisant aux sélections "loose" et "tight" après étiquetage. La composition en événements multijets et W est donnée pour les deux canaux d'analyse "e+jets" et "μ+jets", et en fonction du nombre de jets. Les erreurs sur N_{vrai}^{tight} et N_{faux}^{tight} sont dues aux incertitudes sur ε_{vrai} et ε_{faux}.*

Canal	e+jets				μ+jets			
	1 jet	2 jets	3 jets	$\geq$4 jets	1 jet	2 jets	3 jets	$\geq$4 jets
N^{loose}	88	61	34	21	90	59	29	18
N^{tight}	59	38	17	17	64	45	21	7
N^{tight}_{vrai}	55.5±8.0	35.1±6.5	14.5±4.4	17.1±4.3	60.8±8.2	43.7±6.8	20.0±4.7	4.85±2.73
N^{tight}_{faux}	3.5±1.1	2.9±0.9	2.5±0.8	0.09±0.39	3.2±0.9	1.2±0.8	1.0±0.7	2.1±0.8

Cette méthode, appelée "méthode de la matrice", donne le nombre d'événements multijets séléctionnés. Cela est suffisant pour la mesure de la section efficace. En revanche, elle ne permet pas d'accéder aux distributions cinématiques des objets. Ces dernières sont obtenues en enrichissant le lot de données en événements de ce type. Elles servent à contrôler les distributions prédites par celles obtenues dans les données (Cf. section 5.8.3). Ainsi, un événement dans les données réelles dont la forme globale de l'électron sélectionné n'est pas consistante avec celle d'un vrai électron ($\mathrm{EM_{likelihood}} < 0.5$) est classé comme "événement multijet". Il en est de même pour les événements dont le muon sélectionné n'est pas isolé ($\mathrm{Halo}(0.1, 0.4) > 0.08\ \mathrm{p_T^{\mu}}$ ou $\mathrm{TrkCone}(0.5) > 0.06\ \mathrm{p_T^{\mu}}$).

5.4.2 Estimation des fonds W + jets

Les événements W($\rightarrow$ lν, avec l=e, μ, τ) accompagnés de jets produisent un état final très similaire au signal. En effet, les jets associés au W sont majoritairement des jets de saveurs légères. Un jet peut être étiqueté b si ce jet provient effectivement de la désintégration semileptonique d'un b ou d'un c, soit en raison d'une mauvaise identification du muon associé au jet. Ces événements constituent le fond dominant après sélection et doivent donc être estimés avec la meilleure précision possible.

La détermination du nombre d'événements W + jets dans notre lot d'événements se fait par étapes successives. Tout d'abord le nombre d'événements W + jets est normalisé sur les données au niveau de la présélection. Ensuite, on détermine la composition en saveurs des différents processus W + jets. Enfin, la probabilité d'étiquetage est estimée à partir de la simulation pour chaque processus W + jets de composition en saveur donnée.

Les événements W + jets sont générés avec ALPGEN, et on suppose que leur cinématique est correctement décrite. Cependant une renormalisation globale est nécessaire. Cette dernière est réalisée à partir du nombre d'événements dans les données. Cette procédure de normalisation

des fonds sur les données a l'avantage de réduire l'incertitude sur la section efficace mesurée : la quantité de ces fonds n'est plus sensible aux incertitudes liées à la mesure de la luminosité intégrée des données.

Le nombre total d'événements W + jets présélectionnés est obtenu avec la méthode de la matrice décrite précédemment. Le tableau 5.5 reporte le nombre d'événements restants après les présélections *"loose"* et *"tight"*, ainsi que les résultats en terme de vrais ou faux leptons. Le lot d'événements présélectionnés (avec une multiplicité supérieure ou égale à trois) est composé à 85% d'événements avec un vrai lepton, que l'on suppose issus des processus W + jets, Z + jets, dibosons, *single top* et de production de paires de top. Les nombres d'événements observés et prédits sont contraints à être égaux au niveau de la présélection. Par conséquent, le nombre d'événements W + jets présélectionnés avant étiquetage $\mathrm{N}^{\mathrm{presel}}_{\mathrm{W+jets}}$ est égal à :

$$\mathrm{N}^{\mathrm{presel}}_{\mathrm{W+jets}} = \mathrm{N}^{\mathrm{presel}}_{\mathrm{vrai}} - \mathrm{N}^{\mathrm{presel}}_{\mathrm{Z+jets}} - \mathrm{N}^{\mathrm{presel}}_{\mathrm{Dibosons}} - \mathrm{N}^{\mathrm{presel}}_{\mathrm{top}} - \mathrm{N}^{\mathrm{presel}}_{\mathrm{t\bar{t}}}$$

TAB. 5.5 – *Nombre d'événements de données réelles statisfaisant aux présélections "loose" et "tight". La composition en événements multijets et W + jets est donnée pour les deux canaux d'analyse "e+jets" et "μ+jets", et en fonction du nombre de jets. Les erreurs sur N^{tight}_{vrai} et N^{tight}_{faux} sont dues aux incertitudes sur ε_{vrai} et ε_{faux}.*

Canal	e+jets				μ+jets			
	1 jet	2 jets	3 jets	≥4 jets	1 jet	2 jets	3 jets	≥4 jets
$\mathrm{N}^{\mathrm{loose}}$	9118	3893	939	242	8890	3221	663	160
$\mathrm{N}^{\mathrm{tight}}$	6153	2217	466	119	6827	2267	439	100
$\mathrm{N}^{\mathrm{tight}}_{\mathrm{vrai}}$	5806±84	1976±51	395±23	99±12	6615±83	2155±49	405±22	91±10
$\mathrm{N}^{\mathrm{tight}}_{\mathrm{faux}}$	347±21	241±14	71±5	19.5±2.5	212±3	112±6	33.6±2.7	8.6±1.1

Tous ces nombres sont déterminés grâce à la méthode de la matrice et à la simulation, à l'exception de notre signal $\mathrm{N}^{\mathrm{presel}}_{\mathrm{t\bar{t}}}$ puisqu'il dépend de la valeur de $\sigma(\mathrm{t\bar{t}})$. Le nombre d'événements présélectionnés W + jets dépend de la section efficace que l'on souhaite mesurer. Deux méthodes ont été développées pour traiter ce problème : une méthode itérative, décrite en détail dans la partie 5.5.1, et une méthode de vraisemblance qui seront détaillées en section 5.5.2.

Pour la première, une valeur de $\sigma(t\bar{t}) = 7\ pb$ est utilisée par défaut, et permet de calculer le nombre d'événements W + jets avant étiquetage. $\sigma(\mathrm{t\bar{t}})$ est ensuite obtenue après étiquetage, et cette nouvelle valeur est ré-injectée pour le calcul du niveau de fond W + jets avant étiquetage. Ainsi, deux ou trois itérations sont suffisantes pour converger vers la vraie section efficace $\sigma(t\bar{t})$. Il a été montré que le résultat ne dépend pas de la valeur initiale choisie de la section efficace $\sigma_{\mathrm{t\bar{t}}}$.

Une deuxième méthode, appelée méthode de vraisemblance fait plusieurs prédictions du nombre d'événements présélectionnés W + jets pour différentes valeurs de $\sigma(\mathrm{t\bar{t}})$. Les résultats de ces deux méthodes étant en bon accord, la méthode de vraisemblance est utilisée dans la suite pour les mesures, tandis que la première sert à contrôler les résultats.

Une fois le nombre total d'événements W + jets présélectionnés est connu pour chaque intervalle de multiplicité en jets, il est nécessaire de déterminer la probabilité d'étiquetage de ces événements. A cette fin, il faut au préalable connaître leur composition en saveurs des jets. Pour cela, les processus W + jets (22 en tout) ont été générés en fonction de la multiplicité et de la

saveur des jets. Le tableau 5.6 répertorie ces 22 processus. Pour obtenir des ensembles d'étude disjoints et éviter ainsi le double comptage, les jets reconstruits sont associés ("matching") aux partons selon le schéma suivant :

i) le jet est associé au quark b si un hadron beau ($B^{0\pm}$, B_s, Λ_b, ...) est présent dans un cône R = 0.5 autour de l'axe du jet ;

ii) dans le cas où le jet n'est pas associé à un quark b, il peut être associé au quark c si un hadron charmé ($D^{0\pm}$, D_s, Λ_c, ...) est présent dans un cône R = 0.5 autour de l'axe du jet ;

iii) le jet est étiqueté comme provenant d'un quark léger dans tous les autres cas.

Un événement est conservé pour la suite de l'analyse après application d'une procédure similaire à celle implémentée dans MLM [57], qui réclame que :

- le nombre de jets légers doit être égal au nombre de partons légers (u, d, s), sauf dans les événements W+ > 4 jets, non générés explicitement, pour lesquels le nombre de jets légers peut être supérieur à quatre ;
- les quarks b issus de désintégration de gluons dans les processus $\mathrm{W} + \mathrm{b}\bar{\mathrm{b}} + \mathrm{X}$ peuvent être reconstruits en un ou deux jets associés à un quark b ;
- les quarks c issus de désintégration de gluons dans les processus $\mathrm{W} + \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}} + \mathrm{X}$ peuvent être reconstruits en un ou deux jets associés à un quark c ;
- le quark c dans les processus W + c + X doit être associé à un jet de quark c.

La section efficace de ces processus est connue au premier ordre (Cf. tableau 1.3), il est alors possible de déterminer la fraction de chaque saveur dans le nombre total d'événements W + jets. Ces fractions sont les contributions relatives des processus considérés parmi l'ensemble des processus W + jets de multiplicité identique. Elles sont moyennées sur les deux canaux "e+jets" et "μ+jets" puisque le type de lepton n'influence pas *a priori* les efficacité relatives de présélection. Expérimentalement, aucune différence significative n'a d'ailleurs été observée entre les fractions de W + jets des deux canaux d'analyse.

Ces fractions sont calculées à partir des sections efficaces LO fournies par le générateur. Elles sont ensuite corrigées des efficacités de sélection, des efficacités de déclenchement, et des efficacités de l'association parton-jet dépendante du processus. Les compositions en saveurs des processus W + jets avant et après la présélection sont différentes. Les corrections correspondant à ces trois effets sont estimées à partir de la simulation.

Le tableau 5.7 donne les valeurs de ces fractions. Les contributions des saveurs légères sont fortement majoritaires mais diminuent en fontion de nombre de jets.

Enfin, la dernière étape consiste à calculer le nombre d'événements W + jets étiquetés b, pour chaque multiplicité et saveurs des jets. De manière générale, il est obtenu en pondérant les nombres précédents par l'efficacité d'étiquetage estimée sur les événements simulés. Les incertitudes statistiques sont réduites en moyennant ces efficacités d'étiquetage sur les deux canaux "e+jets" et "μ+jets". Cela est justifié par le fait que le type de lepton n'influence pas a priori les efficacités relatives de sélection. Les probabilités d'étiquetage sont reportées dans la partie 5.4.6. Elles sont de l'ordre de 0.5% pour les jets de saveur légère et varient entre 5% et 15% pour les

TAB. 5.6 – *Classification des différents graphes inclus dans la génération des événements $W+$ jets, en fonction de la saveur des jets et de leur multiplicité. Un jet léger (u,d,s ou g) est noté j alors que J inclut en plus les jets de quark c. Les jets lourds ($b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$) issus de gluons (gluon-splitting) et reconstruits en un seul jet sont notés ($b\bar{b}$) ou ($c\bar{c}$).*

$W+1$ *jet*	W + 2 jets	W + 3 jets	W+ $\geq$ 4 jets
Wj	Wjj	Wjjj	Wjjjj
	$Wb\bar{b}$	$Wb\bar{b}J$	$Wb\bar{b}Jj$
	$Wc\bar{c}$	$Wc\bar{c}J$	$Wc\bar{c}Jj$
$W(b\bar{b})$	$W(b\bar{b})j$	$W(b\bar{b})jj$	$W(b\bar{b})jjj$
$W(c\bar{c})$	$W(c\bar{c})j$	$W(c\bar{c})jj$	$W(c\bar{c})jjj$
Wc	Wcj	Wcjj	Wcjjj

TAB. 5.7 – *Composition relative des différents processus $W+n$ jets après la présélection. Les incertitudes sont d'origine statistique.*

Processus	W + 1 jet	W + 2 jets	W + 3 jets	W+ $\geq$ 4 jets
$Wb\bar{b}$		$(1.23 \pm 0.08)\%$	$(2.05 \pm 0.21)\%$	$(2.84 \pm 0.16)\%$
$Wc\bar{c}$		$(1.69 \pm 0.12)\%$	$(2.94 \pm 0.37)\%$	$(4.44 \pm 0.29)\%$
$W(b\bar{b})$	$(0.86 \pm 0.03)\%$	$(1.46 \pm 0.09)\%$	$(2.03 \pm 0.15)\%$	$(2.99 \pm 0.24)\%$
$W(c\bar{c})$	$(1.23 \pm 0.05)\%$	$(2.26 \pm 0.15)\%$	$(3.08 \pm 0.24)\%$	$(5.06 \pm 0.54)\%$
Wc	$(4.41 \pm 0.18)\%$	$(6.25 \pm 0.43)\%$	$(4.93 \pm 0.48)\%$	$(4.30 \pm 0.23)\%$
W + j	$(93.50 \pm 0.20)\%$	$(87.10 \pm 0.70)\%$	$(84.96 \pm 1.12)\%$	$(80.36 \pm 0.64)\%$

jets de saveur lourde.

Une méthode alternative consiste à mesurer les efficacités d'étiquetage à partir des données. Cette méthode ne repose pas sur un fractionnement des événements selon la saveur des jets, ou sur les efficacités d'étiquetage estimées sur la simulation. En revanche, elle suppose que la composition en saveurs dans les données multijets est la même que dans les événements W+jets, pour chaque intervalle de p_T et de pseudo-rapidité des jets. La méthode est décrite dans la partie 5.8.1. Elle donne des résultats compatibles avec la procédure décrite ci-dessus.

5.4.3 Estimation des fonds Z + jets

La production d'un boson $Z(\rightarrow l\bar{l})$ accompagné de jets constitue un fond pour l'étude de $\sigma(t\bar{t})$ car ils possèdent une signature similaire malgré la présence de deux leptons énergétiques et l'absence d'une importante énergie transverse manquante. En effet, un des deux leptons peut échapper à l'acceptance du détecteur ou se superposer à un jet. Les événements $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$ ont une signature proche du signal dans le cas où un lepton τ se désintègre leptoniquement et l'autre hadroniquement. L'énergie transverse manquante dans les événements $Z(\rightarrow l\bar{l}) + jets$ peut avoir pour origine les désintégrations leptoniques des leptons τ et des jets de saveur lourde, la perte hors de l'acceptance d'un lepton et enfin être engendrée artificiellement lors de la reconstruction et l'identification des objets. On distingue dans la suite les deux fonds $Z(\rightarrow ee) + jets$ et $Z(\rightarrow \mu\mu,\ \rightarrow \tau\tau) + jets$.

Les processus $Z(\rightarrow ee) + jets$ ne sont pas pris en compte pour l'analyse en raison de la faible

contamination attendue. En effet, pour être présélectionnés, ces événements doivent satisfaire le critère sur le véto contre un deuxième lepton énergétique et isolé. Cela est possible si un des électrons se superpose à un jet, ou si un des électrons échappe à l'acceptance du détecteur. Ensuite, pour que les événements $Z(\rightarrow ee)+jets$ soient étiquetés et sélectionnés, il est nécessaire de trouver un muon reconstruit dans le cône d'un jet. A la différence des processus $Z(\rightarrow \mu\mu)+jets$, l'effet dominant pour étiqueter le jet ne peut pas être sa superposition avec un muon. L'efficacité d'étiquetage est donc plus faible : 0.3% par jet. Ces estimations conduisent à une proportion d'événements $Z(\rightarrow ee)+jets$ dans le canal $e+\geq 3$ $jets$ de 0.7%. Ces chiffres permettent de conclure que ce fond peut être négligé dans l'analyse. Il ne sera plus considéré par la suite.

Concernant les événements $Z(\rightarrow \mu\mu,\ \rightarrow \tau\tau)+jets$, la situation est différente. L'identification de jets beaux dans ces événements peut avoir trois origines : dans le premier cas, le jet provient effectivement d'un quark b ou c qui se désintègre semileptoniquement ; dans le deuxième cas, le jet est de saveur légère, et la reconstruction d'un muon dans le cône du jet est due à la présence de mésons chargés énergétiques ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$) se désintégrant en muons, ou à des effets de détecteur ; enfin, dans le dernier cas, le jet se superpose à un des muons provenant du Z. Cette dernière possibilité est dominante pour les processus $Z+jets$ dans le canal $\mu+$jets.

De même que les processus W + jets, les événements Z + jets sont générés avec ALPGEN : on suppose que leur cinématique est correctement décrite mais une renormalisation globale est nécessaire. Le tableau 5.8 donne les sections efficaces LO utilisées pour l'analyse (pour $m_Z > 15$ GeV/c^2). La renormalisation des sections efficaces Z + jets se fait directement à partir des données, en se basant sur la distribution en masse invariante di-muons.

TAB. 5.8 – *Sections efficaces des bruits de fond $Z+jets$ générés par* ALPGEN. *Les rapports d'embranchement utilisés dans l'analyse sont également mentionnés.*

processus	σ^{LO} (pb)	Rapports d'embranchement	
		canal "e+jets"	canal "μ+jets"
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ +j	131.63	-	-
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ +jj	46.05	-	-
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ +jjj	14.61	-	-
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ +j	131.63	0.3250	0.3171
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ +jj	46.05	0.3250	0.3171

La procédure de calcul du facteur de renormalisation pour une multiplicité en jets donnée est alors la suivante. On considère des ensembles d'événements exclusifs pour la mesure, dans lesquels les jets reconstruits sont associés aux hadrons générés. Seuls les événements qui ont une multiplicité en jets exactement égale à celle en partons générés sont gardés pour l'analyse. Ensuite, on applique la procédure de présélection concernant le déclenchement et la sélection du muon *"loose"* de l'événement. La masse invariante est alors calculée $m_{\mu\mu}$ avec le muon *"loose"* de l'événement et tous les autres muons isolés ($\Delta R(\text{jet},\mu) < 0.5$) de l'événement satisfaisant les critères d'identification. Le nombre de bosons Z au voisinage du pic de masse $m_{\mu\mu}$ est alors calculé dans les données et dans la simulation. La fonction d'ajustement utilisée est une gaussienne qui décrit la résolution du détecteur, convoluée à une fonction *"Breit-Wigner"* de largeur

$\Gamma_Z^{\text{theorique}} \approx 2.5$ GeV pour le signal et une exponentielle décroissante pour le fond. Enfin, on calcule le facteur de normalisation, défini comme le rapport du nombre de boson Z dans les données et dans la simulation : $K_Z = N_Z^{\text{donnees}}/N_Z^{\text{MC}}$ pour une luminosité équivalente. On peut alors multiplier le nombre d'événements $Z + jets$ par le facteur de normalisation correspondant, pour la multiplicité en jets considérée. Les résultats de cette normalisation sur les données sont présentés dans le tableau 5.9. Les valeurs de K_Z obtenues par cette méthode sont conformes aux coefficients de renormalisation $K^{\text{NLO}} = \sigma^{\text{NLO}}/\sigma^{\text{LO}}$ calculés dans le cadre de calculs *NLO* par MCFM[58] pour des coupures partoniques identiques à celles utilisées dans la simulation. Les mêmes facteurs K_Z sont appliqués aux événements $Z(\rightarrow \mu\mu) + jets$ et $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$.

TAB. 5.9 – *Comparaison des facteurs K_Z mesurés et calculés par* MCFM. *Les valeurs sont cohérentes entre elles, aux incertitudes statistiques près.*

Multiplicité en jets	1	2	≥3
K_Z mesuré	1.42 ± 0.05	1.28 ± 0.09	0.97 ± 0.18
K_Z calculé par MCFM	1.41±0.01	1.10± 0.01	

La figure 5.4.11 montre la distribution $m_{\mu\mu}$ dans les données et la simulation, au niveau de la présélection *"tight"*. Les facteurs de renormalisation précédemment calculés sont pris en compte. La forme des distributions et la normalisation sont correctes. Les efficacités de présélection et d'étiquetage sont basées sur la simulation et sont résumées dans la partie 5.4.6. Elles sont respectivement de l'ordre de 3% (pour la présélection) et 15% (pour l'étiquetage).

5.4.4 Estimation des fonds Dibosons

La signature recherchée peut être produite par des événements dibosons WW, WZ et ZZ dans les canaux suivants : $WW \rightarrow (l\nu_l)(jj)$, $WZ \rightarrow (l\nu_l)(jj)$, $WZ \rightarrow (jj)(l\bar{l})$ et $ZZ \rightarrow (jj)(l\bar{l})$. Les 3e et 4e jets supplémentaires proviennent des radiations des états initial et final. Pour le processus $ZZ \rightarrow (jj)(l\bar{l})$, la reconstruction d'une énergie transverse manquante importante provient des désintégrations leptoniques des leptons τ, des désintégrations semileptoniques des jets, des pertes de leptons hors acceptance, et des effets de la reconstruction et d'identification des objets. L'étiquetage des jets dans les événements dibosons provient essentiellement de la superposition d'un jet avec un vrai muon issu des bosons W ou Z.
Les événements sont produits par ALPGEN et la section efficace est corrigée par les facteurs théoriques K^{NLO}. Le tableau 5.10 montre les sections efficaces de ces processus ainsi que les rapports d'embranchement utilisés dans l'analyse. Les probabilités de présélection et d'étiquetage sont estimées à partir de la simulation et sont résumées dans la partie 5.4.6.

5.4.5 Estimation des fonds avec quark top

Les processus de bruits de fond avec quark top sont la production électrofaible (voies s : $tb \rightarrow (l\nu b)b$ et voie t : $tqb \rightarrow (l\nu b)jb$) et la production en paires dans le canal dilepton $t\bar{t} \rightarrow (l\nu b)(l'\nu b)$. En effet, la présence du quark top dans ces bruits de fond leur donne des propriétés similaires au signal. La multiplicité en jets est élevée : deux jets centraux et énergétiques sont produits dans ces processus, auxquels s'ajoutent les radiations, plus molles en moyenne, dans les

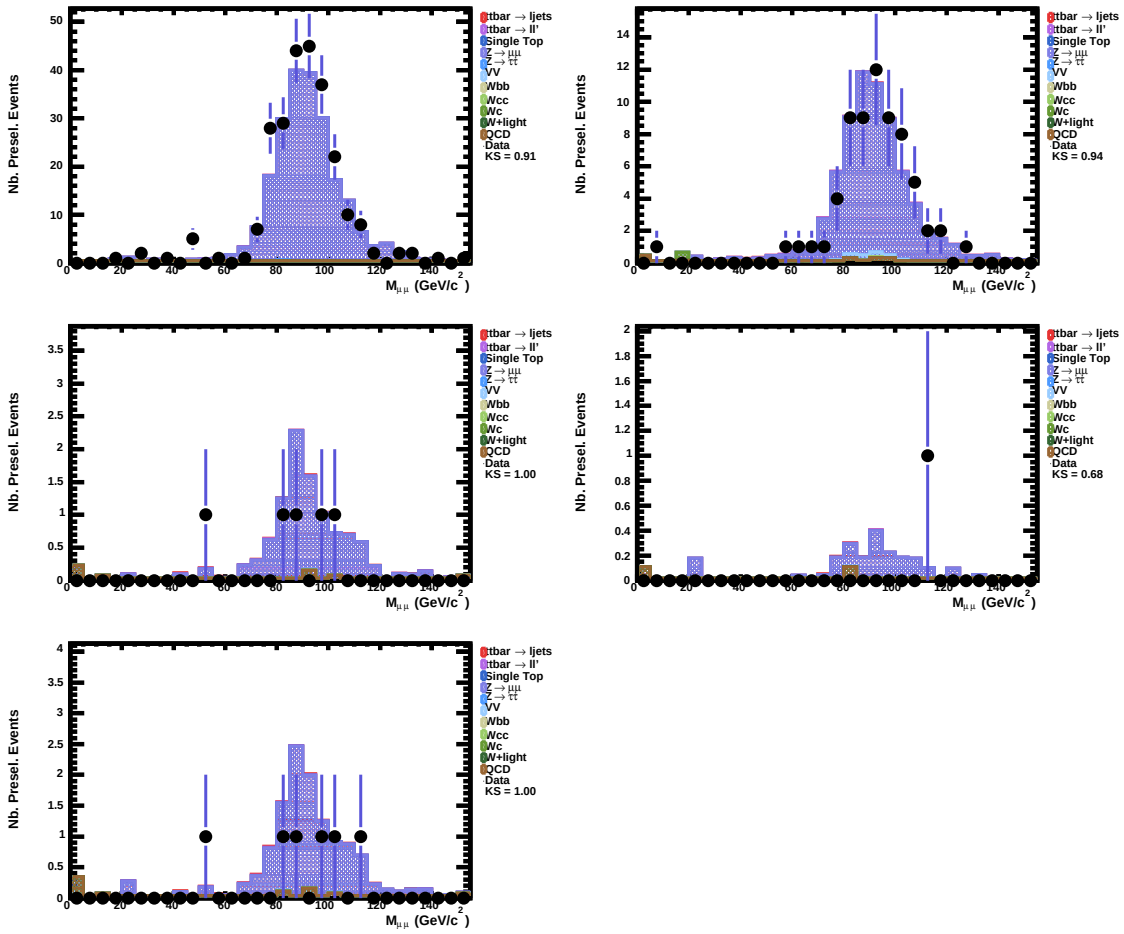


FIG. 5.4.11 – *Distributions renormalisées de masse invariante* $m_{\mu\mu}$ *dans les données et la simulation en fonction du nombre de jets au niveau de la présélection "tight". De gauche à droite et de haut en bas, les multiplicités en jets sont respectivement 1, 2, 3,* ≥ 4 *et* ≥ 3 *jets.*

TAB. 5.10 – *Sections efficaces des processus dibosons générés par* ALPGEN. *Les facteurs de normalisation NLO et les rapports d'embranchement utilisés dans l'analyse sont également mentionnés.*

processus	σ^{LO} (pb)	correction NLO	Rapports d'embranchement	
			canal "e+jets"	canal "μ+jets"
WW $\to \ell\nu$jj	2.04	1.31	0.3928	0.3912
WZ $\to \ell\nu$jj	0.61	1.35	0.3928	0.3912
WZ $\to$ jj$\ell\ell$	0.18	1.35	0.4417	0.4390
ZZ $\to$ jj$\ell\ell$	0.16	1.28	0.4417	0.4390

états initiaux et finaux. Ces événements avec quark top sont aussi caractérisés par la présence d'au moins un jet b énergétique. Leur efficacité de présélection est relativement grande (environ 3%) et est liée à leur multiplicité en jets assez élevée (entre deux et trois jets énergétiques). La contribution du canal hadronique $t\bar{t} \rightarrow (jjb)(jjb)$ est négligeable et n'est pas prise en compte dans l'analyse : en effet, la section efficace pondérée par la probabilité de reconstruire un jet énergétique comme un lepton est en effet négligeable devant le nombre d'événements de signal attendus.

TAB. 5.11 – *Sections efficaces des processus de fond single top et* $t\bar{t}$ *dans le canal dilepton, générés par* ALPGEN. *Les facteurs de normalisation NLO et les rapports d'embranchement utilisés dans l'analyse sont également mentionnés.*

processus	σ (pb)	Rapports d'embranchement	
		canal "e+jets"	canal "μ+jets"
$t\bar{t} \rightarrow (l\nu b)(l\nu b)$	$\sigma(t\bar{t})$ mesurée	0.0479	0.0478
$tb \rightarrow \ell\nu bb$	0.88	0.1259	0.1253
$tbq \rightarrow \ell\nu bbj$	1.98	0.1259	0.1253

Les sections efficaces utilisées pour évaluer les contributions du signal $t\bar{t}$ semileptonique et du fond $t\bar{t}$ dileptonique attendues sont identiques. Le tableau 5.11 montre les sections efficaces de ces processus ainsi que les rapports d'embranchement utilisés dans l'analyse. Les efficacités de présélection et d'étiquetage sont résumées dans la partie 5.4.6.

5.4.6 Efficacités de sélection des fonds

Les tableaux 5.12 et 5.13 donnent les efficacités de présélection des bruits de fond hors processus multijets et W + jets pour les deux canaux d'analyse. Les efficacités de sélection pour les processus avec quark top sont maximales pour des événements à deux jets, de l'ordre de 10%. Environ 3% des événements *single top* sont présélectionnés dans l'analyse, pour laquelle une multiplicité supérieure ou égale à trois est requise. Les événements *dibosons*, sont caractérisés par une multiplicité plus faible en jets reconstruits : l'efficacité de présélection est de l'ordre de 0.5%. Les événements $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$ sont présélectionnés avec une efficacité de 0.025% pour les deux canaux d'analyse. L'efficacité de présélection des événements $Z(\rightarrow \mu\mu) + jets$ est de 0.45% pour le canal $\mu + jets$.
Le tableau 5.14 présente les probabilités d'étiquetage des bruits de fond, hors processus multijets et W+jets, pour les deux canaux d'analyse. Le tableau 5.15 montre l'efficacité d'étiquetage pour les processus W + jets.
Les processus $t\bar{t}$ en dileptons ont une efficacité d'étiquetage supérieure à celle du signal (20±1% contre 16±0.3%) par la présence des deux quarks b mais aussi à cause des superpositions entre un muon et un jet. De manière générale, les efficacités d'étiquetage sont de l'ordre de 15% pour les processus avec quark b ou avec superposition d'un jet avec un muon. Les efficacités d'étiquetage pour un jet léger est d'environ 0.3%.

TAB. 5.12 – *Efficacité de présélection des fonds, en %, pour le canal "e+jets". Tous les facteurs correctifs sont pris en compte. Les événements à 1 et 2 jets apparaissent uniquement à titre de comparaison ; seuls les événements de multiplicité supérieure ou égale à trois sont pris en compte dans l'analyse. Les incertitudes sont d'origine statistique.*

Bruits de fond	1 jet	2 jets	3 jets	≥4 jets
$t\bar{t} \to ll'$	6.73±0.12	13.76±0.17	1.87±0.07	0.156±0.020
tb	6.73±0.12	13.76±0.17	1.87±0.07	0.156±0.020
tqb	6.36±0.17	11.11±0.22	3.39±0.13	0.592±0.055
$WW \to l\nu jj$	7.34±0.24	6.07±0.22	0.405±0.060	0.009±0.009
$WZ \to l\nu jj$	6.54±0.23	7.46±0.25	0.452±0.063	0.027±0.016
$WZ \to jjll$	0.876±0.056	1.09±0.06	0.293±0.033	0.036±0.011
$ZZ \to jjll$	1.04±0.08	1.62±0.10	0.381±0.048	0.037±0.015
$Z \to \tau^+\tau^- + jj$		0.093±0.006	0.021±0.003	0.004±0.001
$Z \to \tau^+\tau^- + j$	0.075±0.005			

TAB. 5.13 – *Efficacité de présélection des fonds, en %, pour le canal "μ+jets". Tous les facteurs correctifs sont pris en compte. Les événements à 1 et 2 jets apparaissent uniquement à titre de comparaison ; seuls les événements de multiplicité supérieure ou égale à trois sont pris en compte dans l'analyse. Les incertitudes sont d'origine statistique.*

Bruits de fond	1 jet	2 jets	3 jets	≥4 jets
$t\bar{t} \to ll'$	6.73±0.12	13.76±0.17	1.87±0.07	0.156±0.020
tb	5.46±0.12	12.51±0.17	1.81±0.07	0.181±0.022
tqb	5.36±0.11	10.07±0.15	3.19±0.09	0.565±0.039
$WW \to l\nu jj$	7.49±0.25	7.34±0.25	0.388±0.060	0.010±0.010
$WZ \to l\nu jj$	6.76±0.24	9.31±0.28	0.571±0.073	0.026±0.015
$WZ \to jjll$	3.04±0.11	3.58±0.12	0.265±0.032	0.004±0.004
$ZZ \to jjll$	3.22±0.17	3.70±0.19	0.517±0.072	0.030±0.018
$Z \to \tau^+\tau^- + jj$		0.077±0.005	0.020±0.003	0.003±0.001
$Z \to \tau^+\tau^- + j$	0.055±0.004			
$Z \to \mu^+\mu^- + jjj$			0.384±0.021	0.088±0.010
$Z \to \mu^+\mu^- + jj$		0.661±0.009		
$Z \to \mu^+\mu^- + j$	0.718±0.008			

TAB. 5.14 – *Efficacités d'étiquetage des bruits de fond, en %. Tous les facteurs correctifs sont pris en compte. Les incertitudes sont d'origine statistique.*

Processus	e+jets		μ+jets	
	3 jets	≥4 jets	3 jets	≥4 jets
$t\bar{t} \to ll'$	20.0±1	19±2	18.2±1	20±2
tb	14.3±1.3	14.0±5.0	18.0±1.5	17.2±5.7
tqb	12.2±1.3	9.2±2.6	14.3±1.0	11.7±2.2
$WW \to l\nu jj$	4.81±3.35	< 0.01	8.1±4.5	< 0.01
$WZ \to l\nu jj$	9.0±3.9	< 0.01	1.67±1.65	< 0.01
$WZ \to jjll$	< 0.01	< 0.01	6.3±3.1	< 0.01
$ZZ \to jjll$	3.08±2.14	< 0.01	14.0±5.0	< 0.01
$Z \to \tau^+\tau^- + jj$	2.27±1.94	< 0.01	4.16±2.96	0.23±0.24
$Z \to \mu^+\mu^- + jjj$	< 0.01	< 0.01	10.9±1.6	18.4±4.3

TAB. 5.15 – *Efficacité d'étiquetage, en %, pour les processus $W+jets$. Tous les facteurs correctifs sont pris en compte. Les événements à 1 et 2 jets apparaissent uniquement à titre de comparaison. Les incertitudes sont d'origine statistique.*

Processus	1 jet	2 jets	3 jets	$\geq$4 jets
W+j	0.56±0.12	0.53±0.26	1.07±0.34	0.93±0.54
W($c\bar{c}$)	4.30±0.63	4.3±1.0	3.94±0.60	4.3±3.0
W($b\bar{b}$)	9.63±0.71	8.9±1.0	10.7±0.7	7.6±2.8
Wc	4.47±0.63	4.4±1.0	4.9±1.5	6.4±1.5
W$c\bar{c}$		7.3±1.7	1.7±1.7	7.4±2.4
W$b\bar{b}$		14.7±1.0	14.3±3.3	10.7±2.0
W+jets	0.84±0.11	1.28±0.27	1.75±0.28	2.10±0.46

5.5 Extraction de la section efficace

La section efficace mesurée est donnée par :

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N_{t\bar{t}}^{sel}}{\varepsilon^{presel} \cdot \varepsilon^{sel} \cdot BR \cdot \mathcal{L}} = \frac{N_{data}^{sel} - N_{bkg}^{sel}}{\varepsilon^{presel} \cdot \varepsilon^{sel} \cdot BR \cdot \mathcal{L}} \tag{5.5.2}$$

$N_{t\bar{t}}^{sel}$ est le nombre estimé d'événements $t\bar{t}$ dans le lot de données sélectionnées.
N_{data}^{sel} est le nombre d'événements dans les données réelles satisfaisant tous les critères de sélection.
N_{bkg}^{sel} est le niveau estimé des bruits de fond dans le lot de données sélectionnées. Il est estimé par les différentes méthodes décrites auparavant.
ε^{presel} est l'efficacité de présélection du signal, estimée par la simulation.
ε^{sel} est l'efficacité relative d'étiquetage du signal $t\bar{t}$, estimée par la simulation.
BR est le rapport d'embranchement des paires de top dans le canal considéré "l+jets".
$\mathcal{L}$ est la luminosité intégrée des données.

Cependant, N_{bkg}^{sel} dépend de $\sigma_{t\bar{t}}$. En effet, il inclut les contributions des fonds W + jets qui dépendent de $N_{t\bar{t}}$ (Cf. partie 5.4.2). De plus, N_{bkg} est sensible aux variations statistiques des données (Cf. partie 5.5.2) et aux incertitudes systématiques en général. Pour mesurer la section efficace avec toutes ces contraintes dans l'estimation des fonds, trois méthodes sont utilisées : une méthode dite "classique", une méthode de vraisemblance, et une méthode de vraisemblance avec paramètres de nuisance.

5.5.1 Méthode itérative

Cette méthode est utilisée principalement pour vérifier les résultats des méthodes de vraisemblance. Elle répond à la première difficulté qui est l'estimation du fond W + jets dépendant de $\sigma_{t\bar{t}}$. Pour cela, on suppose une valeur pour $\sigma_{t\bar{t}} = 7$ pb qui sert à faire une première estimation du niveau du fond W+jets. Ensuite, une valeur pour $\sigma_{t\bar{t}}$ est mesurée en utilisant la formule 5.5.2, à l'aide du nombre total d'événements observés et du niveau total estimé des bruits de fond. Cette nouvelle valeur de $\sigma_{t\bar{t}}$ sert à recalculer le niveau du fond W + jets, et ainsi de suite.

En réitérant cette procédure, la section efficace $t\bar{t}$ se stabilise rapidement. Les nombres d'événements observés dans les données et prédits sont alors égaux. En moyenne trois itérations

sont suffisantes pour avoir une variation de la section efficace inférieure au pour-cent. La valeur finale de $\sigma_{t\bar{t}}$ ne dépend pas de la valeur initiale de $\sigma_{t\bar{t}}$. Les deux mesures dans les canaux "e+ $\geq$ 3 jets", "μ+ $\geq$ 3 jets" et leurs incertitudes sont combinées pour donner le résultat dans le canal "l+ $\geq$ 3 jets".

5.5.2 Méthode de vraisemblance

Un des inconvénients de la méthode précédente est qu'elle ne prend pas en compte les corrélations lors de la combinaison des différents canaux d'analyses. La méthode de vraisemblance décrite ici a été développée pour remédier à ce problème.

Cette méthode dissocie l'analyse en quatre sous-analyses exclusives : "e+3 jets", "μ+3 jets", "e+ $\geq$ 4 jets" et "μ+ $\geq$ 4 jets". Cela est possible puisque les niveaux des fonds et de signal ont été évalués séparément pour ces quatre analyses. Les compositions relatives de signal et des bruits de fond sont différentes selon les canaux. Pour ces deux raisons, il est avantageux de mesurer la section efficace comme la combinaison des sections efficaces des quatre canaux. Contrairement à d'autres analyses de mesure de section efficace $t\bar{t}$ [56], la séparation en fonction du nombre de jets étiquetés b n'est pas faite en raison du manque de statistique dans les données : un seul événement est doublement étiqueté.

Le principe de la méthode de vraisemblance est de trouver une section efficace $\sigma(t\bar{t})$ qui prédit un nombre total d'événements sélectionnés le plus proche possible du nombre observé. La fonction de vraisemblance qu'il faudra maximiser est de la forme :

$$\mathcal{L}(\sigma_{t\bar{t}}) = \prod_{\substack{\text{canal e+jets} \\ \text{canal } \mu\text{+jets}}} \prod_{\substack{\text{3 jets} \\ \geq\text{4 jets}}} \mathcal{F}(N^{pred}|N^{obs}, \sigma_{t\bar{t}}) \tag{5.5.3}$$

où N^{pred} et N^{obs} sont respectivement les nombres d'événements prédits et observés pour chacune des quatre analyses, et $\mathcal{F}$ est une fonction de probabilité adaptée à notre problème : elle donne la probabilité associée à la prédiction de N^{pred} événements sachant que N^{obs} événements ont été observés. Cette probabilité suit une loi de Poisson.
Cette méthode doit se baser sur des échantillons indépendants statistiquement. Les événements présélectionnés ou sélectionnés, *"loose"* ou *"tight"* sont non disjoints avec des corrélations dans leurs incertitudes statistiques : les événements *"tight"* sont inclus dans les *"loose"*, et les événements sélectionnés sont inclus dans les événements présélectionnés. L'analyse est alors reformulée avec les quatre nouvelles variables suivantes :

- le nombre d'événements *"tight"* avec 0 jet étiqueté *b* (N^0_{tight}) ;
- le nombre d'événements *"tight"* avec $\geq$ 1 jet étiqueté b ($N^{\geq 1}_{tight}$) ;
- le nombre d'événements *"loose"* mais pas *"tight"* avec 0 jet étiqueté b ($N^0_{loose-tight}$) ;
- le nombre d'événements *"loose"* mais pas *"tight"* avec $\geq$ 1 jet étiqueté b ($N^{\geq 1}_{loose-tight}$).

Avec ce changement de variables et pour les quatre analyses, il faut maximiser un produit de seize probabilités poissoniennes selon le type du lepton (électron ou muon), la multiplicité en jets (trois exclusives ou quatre inclusives), la qualité du lepton sélectionné ("loose-tight" ou "tight")

et le nombre de jets étiquetés b (zéro ou au moins un) :

$$\mathcal{L}(\sigma_{t\bar{t}}) = \prod_{\substack{\text{canal e+jets} \\ \text{canal } \mu\text{+jets}}} \prod_{\substack{\text{3 jets} \\ \geq\text{4 jets}}} \prod_{\substack{\text{lepton "loose-tight"} \\ \text{lepton "tight"}}} \prod_{\substack{\text{0 b-jet} \\ \geq\text{1 b-jet}}} \mathcal{F}(N^{pred}|N^{obs}, \sigma_{t\bar{t}}) \qquad (5.5.4)$$

avec $\mathcal{F}(k|N) = \frac{e^{-N}.N^k}{k!}$.

Cependant, le nombre total d'événements *"tight"* avec ≥ 1 jet étiqueté b $\mathrm{N}_{\mathrm{tight}}^{\geq 1,\ \mathrm{pred}}$ dépend du nombre d'événements multijets, qui lui même dépend de $\mathrm{N}_{\mathrm{tight}}^{\geq 1,\ \mathrm{pred}}$: ("autres fonds" indique tous les fonds aux paires de quarks top aux exceptions des fonds multijets et W + jets)

$$\begin{aligned} N_{tight}^{\geq 1,\ pred} &= N_{QCD,\ tight}^{\geq 1}(N_{tight}^{\geq 1,\ pred}) \\ &+ N_{W+jets,\ tight}^{\geq 1} \\ &+ N_{autres\ fonds,\ tight}^{\geq 1} \\ &+ N_{t\bar{t},\ tight}^{\geq 1}(\sigma(t\bar{t})) \end{aligned}$$

L'astuce consiste alors à écrire toutes ces contributions en fonction des nombre d'événements $t\bar{t}$ et des autres bruits de fond *"tight"* et des trois autres paramètres grâce aux différentes relations issues de la méthode de la matrice. Le calcul [72] fournit :

$$\begin{aligned} N_{tight}^{\geq 1,\ pred} &= aN_{tight}^{0,\ obs} - abN_{loose-tight}^{0,\ obs} + bN_{loose-tight}^{\geq 1,\ obs} \\ &+ \frac{\varepsilon_{autres\ fonds,\ tight}^{\geq 1} - \varepsilon_{W+jets}^{\geq 1}}{c} N_{bdf}^{\geq 0} + \frac{\varepsilon_{t\bar{t}}^{\geq 1} - \varepsilon_{W+jets}^{\geq 1}}{c} N_{t\bar{t},\ tight}^{\geq 0}(\sigma(t\bar{t})) \end{aligned} \qquad (5.5.5)$$

avec :

$$\begin{aligned} a &= \frac{\varepsilon_{W+jets}^{sel}}{1 - \varepsilon_{W+jets}^{sel}} \\ b &= \frac{\varepsilon_{faux}}{1 - \varepsilon_{faux}} \\ c &= \varepsilon_{vrai}(1 - \varepsilon_{faux})(1 - \varepsilon_{W+jets}^{sel}) \end{aligned}$$

Cette méthode permet aussi de calculer l'impact des incertitudes systématiques sur la section efficace. La séparation en quatre sous-analyses est intéressante car les contributions des signaux et des bruits de fond varient différemment. Chaque source est étudiée individuellement, en faisant varier son erreur de $\pm 1\sigma$ et en recalculant les efficacités de présélection, de sélection et le nombre de bruits de fond multijets et W + jets. Une nouvelle section efficace maximise la probabilité de vraisemblance. La différence entre cette nouvelle valeur et la valeur centrale sans systématiques donne l'erreur associée. L'incertitude systématique totale est obtenue en ajoutant quadratiquement toutes les erreurs systématiques (voir partie 5.7).

5.5.3 Méthode de vraisemblance avec paramètres de nuisance

Cette méthode est utilisée pour obtenir la valeur centrale et l'erreur totale en tenant compte de toutes les incertitudes statistique et systématique ainsi que leurs corrélations. Toutes les

incertitudes sont laissées libres de fluctuer autour de leurs valeurs moyennes, et la probabilité de vraisemblance est alors pondérée par la probabilité que cette fluctuation survienne. Ainsi pour une source systématique Σ de valeur mesurée x_Σ et d'erreur associée σ_Σ, la probabilité de vraisemblance est :

$$\mathcal{L}(\sigma_{t\bar{t}},\ \vec{x_\Sigma}) = \prod_{\substack{\text{canal e+jets} \\ \text{canal } \mu\text{+jets}}} \prod_{\substack{\text{3 jets} \\ \geq\text{4 jets}}} \prod_{\substack{\text{lepton "loose-tight"} \\ \text{lepton "tight"}}} \prod_{\substack{\text{0 b-jet} \\ \geq\text{1 b-jet}}} \mathcal{F}(N^{pred}(x_\Sigma)|N^{obs},\ \sigma_{t\bar{t}}) \cdot \mathcal{G}_\Sigma(x_\Sigma) \tag{5.5.6}$$

$\mathcal{G}_\Sigma(\mathrm{x}_\Sigma)$ est la probabilité normale pour la valeur x_Σ : $\mathcal{G}(\mathrm{x}_\Sigma) = \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\frac{\mathrm{x}_\Sigma^2}{\sigma_\Sigma^2}}$.
$\mathrm{N}(\mathrm{x}_\Sigma)$ tient compte de la nouvelle composition en signal et bruits de fond due à la variation de x_Σ sur la systématique Σ.

Cette procédure de maximisation est effectuée soit par groupes de systématiques, soit pour toutes les sources d'incertitudes statistiques et systématiques en même temps (plus de 200 sources). Dans ces deux cas, une nouvelle valeur centrale de la section efficace est trouvée. La différence entre la valeur centrale avec et sans l'effet des incertitudes systématiques est notée *"pull"*.

Les résultats de cette méthode sont présentés dans la partie 5.7.

5.6 Incertitudes systématiques

Dans cette partie sont présentées les sources d'erreurs systématiques pouvant affecter la section efficace $\sigma(\mathrm{t\bar{t}})$ mesurée. De façon générale, l'erreur sur la section efficace $\sigma(\mathrm{t\bar{t}})$ est obtenue en faisant varier, de façon corrélée dans les quatre canaux de mesure, toutes les sources d'incertitudes de $\pm 1\sigma$. Elles seront récapitulées dans la partie 5.7.

5.6.1 Incertitudes sur la mesure de la luminosité

L'incertitude sur la mesure de la luminosité est détaillée dans la partie 3.3.5 et est de 6.5%. Elle n'est corrélée à aucune autre erreur. En raison de la normalisation des fonds principaux sur les données réelles, l'erreur sur la section efficace mesurée est également de 6.5%. Elle devrait être supérieure si le niveau des fonds était proportionnel à la luminosité intégrée mesurée.

5.6.2 Incertitudes sur le déclenchement

Tout comme le calcul des efficacités de déclenchement, leurs incertitudes sont calculées en fonction des caractéristiques des objets (leptons, jets) et par niveau de déclenchement. Pour donner un ordre de grandeur (sur le signal $\mathrm{t\bar{t}}\rightarrow$l+jets), le déclenchement sur l'électron est connu à $\sim$ 2.0% près (L1 et L3), $\sim$ 2.5% pour le muon (L1 et L2) et $\sim$ 0.6% pour les événements à 3 et 4 jets (L1, L2 et L3). Les corrélations sur ces incertitudes sont prises en compte lors de la combinaison des deux canaux "$e + jets$" et "$\mu + jets$".
Les courbes de *"turn-on"* utilisées pour l'analyse sont paramétrées par des fonctions de type fonction d'erreur (*"erf"*), ou *"interpolation polynômiale"*. Les incertitudes sur les paramètres de ces ajustements sont propagées sur la totalité de la fonction à l'aide de la formule suivante :

$$\sigma(W) = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\delta W}{\delta a_i} \cdot \sigma(a_i) \right)^2} \tag{5.6.7}$$

$W(a_1, ..., a_n)$ est une fonction d'efficacité de déclenchement avec n paramètres ajustés a_i. $\sigma(a_i)$ est l'incertitude sur a_i et est due à la statistique limitée et à la dispersion des mesures.

L'erreur sur $\sigma(t\bar{t})$ résultant de ces incertitudes est de 1.7%.

5.6.3 Incertitudes sur la reconstruction du vertex primaire

Les efficacités de reconstruction du vertex primaire sont différentes dans les données et la simulation. Elle sont mesurées sur des événements $Z(\rightarrow \mu\mu) + jets$ dans les données et la simulation. Le rapport de ces deux efficacités $\kappa_{\mathrm{PV}} = \varepsilon_{\mathrm{donnees}}/\varepsilon_{\mathrm{MC}}$ est appliqué dans la simulation en tant que facteur correctif. Les variations de ce facteur correctif en fonction du nombre de jets sont compatibles avec des fluctuations statistiques. Les incertidudes sur les corrections appliquées à la simulation dans les canaux "e+jets" et "μ+jets" sont d'environ 2% ($\kappa_{\mathrm{PV}}^{\mathrm{e+jets}} = 1.004 \pm 0.018$ et $\kappa_{\mathrm{PV}}^{\mu\mathrm{+jets}} = 0.991 \pm 0.023$) et proviennent essentiellement de la statistique limitée dans les données. Les incertitudes sur ces corrections sont supposées décorrélées de toutes les autres sources d'erreur. Elles entraînent une variation de 2% de la section efficace mesurée.

5.6.4 Incertitudes sur l'identification de l'électron

Les efficacités des sélections *"loose"* et *"tight"* sont différentes dans les données et la simulation. Les facteurs correctifs globaux sont $\kappa_{\mathrm{loose}} = 0.965 \pm 0.010$ pour la sélection *"loose"* et $\kappa_{\mathrm{tight}} = 0.880 \pm 0.011$ pour la sélection *"tight"*. Ils proviennent des corrections effectuées sur l'efficacité de reconstruction des électrons, d'association de l'électron à une trace et au vertex primaire, et du critère de vraisemblance. Chacune de ces corrections est supposée décorrélée de toutes les autres sources d'erreur. L'effet de ces incertitudes est une variation de la section efficace mesurée de 0.5%.

Les corrections sont détaillées ci-dessous.

- La différence d'efficacité de reconstruction d'un électron dans les données et la simulation est évaluée sur un échantillon $Z(\rightarrow ee)$. La proximité d'un jet peut pertuber la reconstruction de l'électron. Cet effet a été mesuré sur des événements $Z(\rightarrow ee)+$ 1 jet en fonction de la distance entre l'électron et le jet ($\Delta R(e, jet)$). Le rapport données sur simulation est constant à l'intérieur des fluctuations statistiques : $\kappa_{\mathrm{reco}}^{\mathrm{e}} = 0.984 \pm 0.008$.
- La différence sur l'efficacité d'association d'une trace à un objet élecromagnétique dans les données et la simulation est évaluée sur un échantillon $Z(\rightarrow ee)$. Cette différence a été étudiée en fonction de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{e}}$, η^{e} et ϕ^{e}. Aucune dépendance n'a été constatée. Le facteur correctif est 0.983 ± 0.007. L'incertitude provient de la statistique limitée (0.1%) et de la dispersion du rapport en fonction de la pseudo-rapidité η^{e} et de l'angle azimutal ϕ^{e} de l'électron (0.7%).
- Le critère de vraisemblance de l'électron est plus efficace dans la simulation que dans les données. Le facteur correctif et ses incertitudes sont mesurés comme pour l'association à une trace et vaut : 0.912 ± 0.002.

- L'association de l'électron au vertex primaire est plus performante dans la simulation. Le rapport données sur simulation est mesuré sur un échantillon Z($\rightarrow$ ee). Sa dépendance en fonction de la multiplicité en jets est faible et est compatible avec des fluctuations statistiques. Le facteur correctif est de 0.998 ± 0.001. L'incertitude est d'origine statistique.

5.6.5 Incertitudes sur l'identification du muon

Les efficacités des sélections *"loose"* et *"tight"* sont différentes dans les données et la simulation. Les facteurs correctifs globaux sont de 0.966 ± 0.048 pour la sélection *"loose"* et 0.950 ± 0.047 pour la sélection *"tight"*. Ils proviennent des corrections apportées à l'efficacité de reconstruction des muons, de l'association à une trace et au vertex primaire, de la qualité des traces, et du critère d'isolation énergétique des muons. Chacune de ces corrections est supposée décorrélée de toutes les autres sources d'erreur. L'effet de ces incertitudes est une variation de la section efficace mesurée de 1%.

Les corrections sont détaillées ci-dessous.

- La différence d'efficacité de reconstruction d'un muon dans les données et la simulation est évaluée sur un échantillon Z($\rightarrow \mu\mu$). Le rapport données sur simulation est calculé en fonction de p_T^μ, η^{det} et ϕ^{det}. Aucune dépendance n'est constatée. L'incertitude associée est basée sur la dispersion des mesures en η^{det}. La correction est de 1.00 ± 0.04.
- La différence sur l'efficacité d'association d'une trace dans les données et la simulation est évaluée à partir de muons reconstruits uniquement à partir des chambres à muons et des dépôts d'énergie dans le calorimètre. Le rapport données sur simulation est calculé en fonction de p_T^μ, η^{det} et ϕ^{det} et pour trois périodes de données en raison des changements dans les paramètres de reconstruction des traces et des muons. Le facteur correctif est de 0.988 ± 0.03. L'erreur totale est due aux variations en η^{det} et ϕ^{det} (2.5%), en p_T^μ dans les données (1%), les incertitudes sur les contributions des fonds multijet (0.5%) et des rayons cosmiques (0.4%), la variation pour les 3 périodes de données (0.3%), la taille de la fenêtre d'association (0.1%) et la statistique finie dans les données et la simulation (0.1%).
- Les efficacités sur le critère de qualité des traces sont mesurées à partir d'un échantillon Z($\rightarrow \mu\mu$) dans les données et la simulation. La dépendance du facteur correctif en fonction du nombre de jets n'est pas significative. La moyenne et l'écart-type de cette distribution conduisent à la correction suivante : 0.983 ± 0.003.
- La même méthode utilisée pour le critère d'isolation énergétique et les associations au vertex primaire donnent les corrections respectives : 0.983 ± 0.003 et 0.995 ± 0.002.

5.6.6 Incertitudes sur l'étiquetage des jets

Les efficacités d'étiquetage d'un jet par un muon sont corrigées parce qu'elles sont différentes dans les données et la simulation. Ce désaccord trouve son origine dans les efficacités de reconstruction des muons issus de la collision, et dans la difficulté de simuler des muons cosmiques et des faux muons issus de jets. Pour ces raisons, la probabilité d'étiquetage est corrigée des efficacités d'identification des muons dans les jets, et de reconstruction de faux muons dans les jets.

Le premier facteur a été mesuré sur des événements $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$ et mène à un facteur de

pondération de 0.945 ± 0.024. Le deuxième est calculé sur des données réelles multijets auxquelles ont été retranchées les contributions des saveurs lourdes. La correction, calculée comme le rapport des efficacités dans les données et la simulation est de 1.153 ± 0.350. Ces incertitudes sont corrélées entre elles et entre les quatre canaux d'analyse.
L'incertitude sur le taux de mauvais étiquetage est l'erreur dominante sur la mesure de $\sigma(t\bar{t})$: elle varie de 10% dans le canal "e + jets" et de 18% dans le canal "μ + jets" à cause des fonds W + jets plus importants dans ce canal.

Le détail du calcul de ces incertitudes est présenté ci-dessous.

- L'objectif étant de quantifier les différences données/simulation sur l'identification des muons dans les jets, et non d'évaluer proprement son efficacité (processus $b \to J/\Psi X \to \mu\mu X$), l'efficacité d'identification des muons dans les jets est mesurée sur des échantillons $J/\Psi(\to \mu\mu)$ et $Z(\to \mu\mu)$. Dans les données, la faible statistique disponible et le bruit de fond important empêchent certaines paramétrisations en p_T^μ, η^μ et ϕ^μ. Lorsque c'est possible, aucune dépendance significative n'est constatée. Le facteur correctif est issu de l'étude sur les J/Ψ puisque les caractéristiques cinématiques et d'isolation des muons issus des J/Ψ sont semblables à celles des muons issus de jets beaux semileptoniques. Il a été mesuré à 0.945 ± 0.024. L'incertitude provient de la dispersion des mesures et de la statistique limitée.
- Le taux de mauvais étiquetage est la probabilité pour qu'un jet léger (initié par g,u,d,s) provoque artificiellement la reconstruction d'un muon. Il est calculé dans les données et la simulation à partir du taux global de reconstruction de muons non isolés auquel sont retranchées les contributions des saveurs lourdes selon la formule suivante :

$$\varepsilon^{\text{fake tag}} = \varepsilon^{\text{inclusif}} - \%_c^{QCD} \cdot \varepsilon_{c\to\mu X} \cdot \kappa_{id}^{\mu\in jet} - \%_b^{QCD} \cdot \varepsilon_{b\to\mu X} \cdot \kappa_{id}^{\mu\in jet}$$

  * $\varepsilon^{\text{fake tag}}$ est le taux de mauvais étiquetage.
  * $\varepsilon^{\text{inclusif}}$ est la probabilité d'étiquetage de tous les jets. Elle est mesurée dans les données et la simulation sur des événements di-jets. Le désaccord entre les données et la simulation, 9%, est compté comme incertitude systématique à laquelle s'ajoutent 2% d'erreur statistique.
  * $\%_c^{QCD}$ et $\%_b^{QCD}$ sont les proportions de jets c et b dans les événements di-jets. Elles sont estimées sur des événements multijets simulés. La dépendance selon l'énergie transverse du jet est faible, et est utilisée comme incertitude systématique. La figure 5.6.12 montre la fraction de jets semileptoniques issus de quarks c et b en fonction de leur énergie transverse. Ces distributions permettent d'obtenir : $\%_c^{QCD} = (0.394 \pm 0.042)\%$ et $\%_b^{QCD} = (0.172 \pm 0.011)\%$.
  * ε_c et ε_b sont les probabilités d'étiquetage des jets semileptoniques de quarks c et b. Elles sont estimées sur des échantillons multijets simulés $p\bar{p} \to b\bar{b}$, $p\bar{p} \to c\bar{c}$, $Z \to b\bar{b}$ et $Z \to c\bar{c}$ afin de décrire le mieux possible le spectre en énergie transverse des jets dans les données. Cependant l'accord en E_T^{jet} n'est pas suffisant, et la différence entre les probabilités d'étiquetage des échantillons multijets et Z est comptée comme erreur systématique : $\varepsilon_{c\to\mu X} = 0.30 \pm 0.12$ et $\varepsilon_{b\to\mu X} = 0.51 \pm 0.20$.

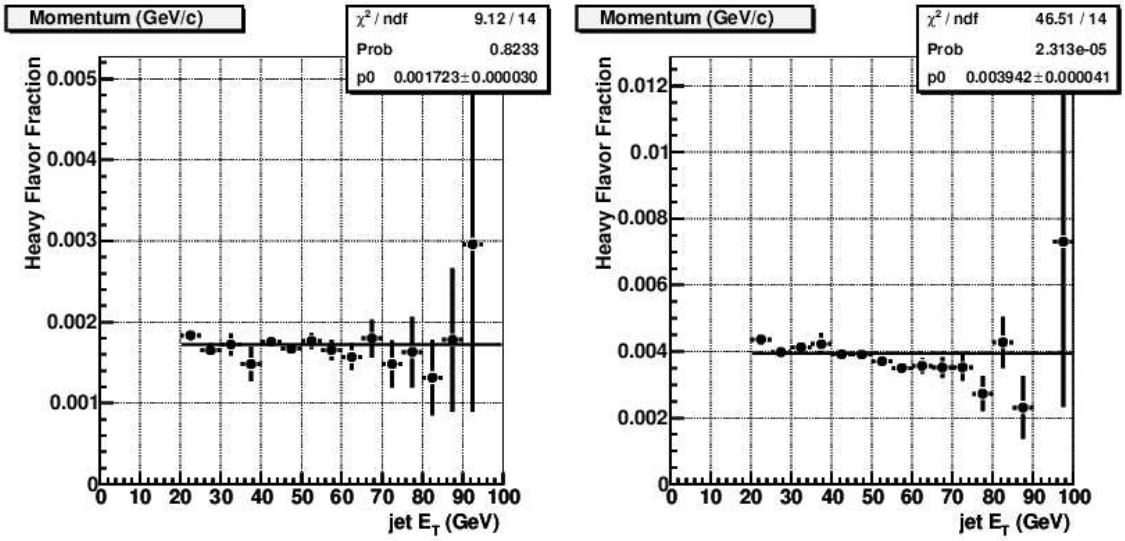


FIG. 5.6.12 – *Fractions de jets issus de quarks b (à gauche) et c (à droite) en fonction de l'énergie transverse des jets, et multipliée par le rapport d'embranchement correspondant* BR(b $\rightarrow \mu$X) *ou* BR(c $\rightarrow \mu$X).

Cette procédure conduit à la mesure de l'efficacité de mauvais étiquetage suivante : $\varepsilon^{fake\ tag} = (0.188 \pm 0.065)\%$, à comparer avec une efficacité d'étiquetage de 0.163 ± 0.009 obtenue sur trois lots d'événements multijets simulés avec des seuils de 20, 40 et 80 GeV/c sur le moment transverse des jets. Les incertitudes, dans la simulation, sont uniquement d'origine statistique. Les incertitudes sur le taux de reconstruction de faux muons sont de 34.5% dans les données et de 5.5% dans la simulation. Le facteur correctif final est de 1.15 ± 0.40, c'est-à-dire mesuré avec une précision de 35%.

5.6.7 Incertitudes sur la reconstruction et la calibration des jets

Cette analyse utilise la technique *SSR* (pour *"Shifting Smearing Removing jets"*) qui est une correction relative et non absolue de la simulation afin de retrouver les mêmes performances que dans les données. Ceci permet de réduire les erreurs systématiques communes.
Les incertitudes sur l'échelle d'énergie, la résolution en énergie, et l'identification et la reconstruction des jets sont, pour le signal $t\bar{t} \rightarrow l + 3\ jets$ (4jets), de l'ordre de $\sim 2.0\%$, $\sim 0.5\%$, $\sim 0.5\%$ ($\sim 5.0\%$, $\sim 0.5\%$, $\sim 1.5\%$). Les corrélations sont prises en compte lors de la combinaison des différents canaux d'analyse. La méconnaissance de la calibration, de la résolution et de l'efficacité de reconstruction des jets entraîne une variation de 3% sur la section efficace mesurée.

Voici un résumé des erreurs systématiques liées à cette technique *SSR*.

- L'énergie des jets est modifiée en fonction de p_T^{jet} et η^{jet} et l'incertitude associée provient de la statistique utilisée dans les simulations et les données et des paramétrisations de ces corrections.
- La résolution en énergie des jets dans la simulation est modifiée de façon à retrouver celle mesurée dans les données : un facteur aléatoire de distribution gaussienne est appliqué sur l'énergie du jet. Les incertitudes sur les paramètres de la gaussienne sont propagées comme erreur systématique sur la résolution en énergie des jets.

- L'incertitude sur la reconstruction et l'identification des jets est évaluée en appliquant un véto aléatoire dépendant de p_T^{jet} sur tous les jets, y compris ceux ne passant pas les critères de qualité.

5.6.8 Incertitudes sur l'évaluation des fonds multijets et W + jets

Le niveau des fonds multijets et W + jets est évalué par la méthode de la matrice. Les incertitudes sur les résultats de cette méthode proviennent de l'incertitude sur les probabilités des vrais ou faux leptons *"loose"* de satisfaire aussi le critère *"tight"* ($\varepsilon_{\text{vrai}}$ et $\varepsilon_{\text{faux}}$), et des fluctuations statistiques sur les nombres d'événements présélectionnés et sélectionnés *"loose"* ou *"tight"*. Cependant, ces dernières sont corrélées et les erreurs statistiques sont calculées sur les quatre ensembles orthogonaux : *"loose mais pas tight"* ou *"tight"* avec exactement 0 ou $\geq$1 jet étiqueté b.

Voici le détail des erreurs systématiques :

- L'incertitude sur la mesure de $\varepsilon_{\text{faux}}$ est de 5%. Elle est mesurée sur le lot de données enrichi en événements multijets : il s'agit des événements présélectionnés pour l'analyse à l'exception des critères sur l'énergie transverse manquante, qui sont remplacés par la condition : $\not{E}_T < 10$ GeV. $\varepsilon_{\text{faux}}$ est calculée en fonction de $\not{E}_T$. L'écart-type de cette distribution donne l'incertitude associée à $\varepsilon_{\text{faux}}$.
- $\varepsilon_{\text{vrai}}$ est évaluée sur les événements simulés W + jets et $t\bar{t}$ présélectionnés. Elle est corrigée par un facteur global dû au désaccord d'efficacité d'identification des leptons isolés énergétiques entre les données et la simulation. Ce facteur correctif est calculé en comparant ces efficacités d'identification des leptons dans les événements $Z \to l\bar{l}$ dans les données et dans la simulation. La dispersion de ce facteur correctif en fonction du nombre de jets, ainsi que les erreurs statistiques sur les efficacités, sont comptées comme erreurs systématiques sur $\varepsilon_{\text{vrai}}$.
- Les incertitudes statistiques sur les nombres d'événements présélectionnés et sélectionnés sont comprises entre 5% et 20%.

Les incertitudes sur N_{vrai} et N_{faux} ne sont pas calculées par une méthode analytique (Cf. formule 5.6.7) mais en faisant varier toutes les sources d'erreurs et en tenant compte de leurs corrélations.
Une erreur de $\pm 1\sigma$ sur ces incertitudes implique une variation de 4.5% de la section efficace mesurée. L'effet dominant est celui des fluctuations statistiques sur les nombres d'événements présélectionnés et sélectionnés. Il est corrélé avec les incertitudes statistiques sur $\sigma(t\bar{t})$. L'erreur totale (comprenant les incertitudes statistiques et les incertitudes sur l'évaluation des fonds multijets et W + jets) est alors plus faible que la somme quadratique des erreurs des deux contributions.

5.6.9 Incertitudes sur les fractions de W + jets

Les erreurs sur la composition en saveurs des fonds W+jets au niveau de la présélection (i.e. les fractions de W+jets) sont de trois sortes : incertitudes théoriques, incertitudes liées à l'attribution de la saveur du jet reconstruit, et incertitudes sur la présélection. Les corrélations entre

les différentes sources d'erreurs et entre les différents canaux d'analyse sont prises en compte.

Les différentes sources d'incertitudes sur les fractions de W + jets sont détaillées ci-dessous.

- Les incertitudes théoriques proviennent des fonctions de densité partoniques (en faisant varier les 20 erreurs systématiques de $\pm 1\sigma$ autour de la valeur centrale), du choix des échelles de factorisation et de renormalisation (en faisant varier la valeur centrale d'un facteur 1/2 à 2), de l'incertitude sur la masse des quarks lourds (en faisant varier leur masse de $\pm 1\sigma$ autour de leur valeur centrale, avec $m_b = 4.75 \pm 0.3$ GeV/c^2 et $m_c = 1.55 \pm 0.3$ GeV/c^2), et de l'incertitude sur les facteurs de renormalisation $K^{NLO} = 1.05 \pm 0.07$ des diagrammes $Wb\bar{b}$ et $Wc\bar{c}$ par rapport aux diagrammes avec jets de saveurs légères.
- Les incertitudes sur la procédure d'association du jet reconstruit au hadron généré sont évaluées en faisant varier la taille du cône d'association (variation de $\sim 3\%$ pour R=0.5 à R=0.7), et en comparant la méthode d'association utilisée avec la méthode MLM (variation globale de $\sim 20\%$).
- Les incertitudes sur la présélection proviennent de la statistique utilisée, de l'efficacité de déclenchement, de l'échelle d'énergie des jets et de l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets. Elles sont évaluées avec les mêmes procédures que celles décrites dans les parties 5.6.2 et 5.6.7.

La méconnaissance de la composition en saveurs des jets dans les processus W + jets induit une incertitude de 2.5% sur $\sigma(t\bar{t})$.

5.6.10 Incertitudes sur l'évaluation du fond Z+jets

L'incertitude prise en compte ici porte sur le facteur de normalisation K^{NLO} des processus Z+$\geq$ 3 jets. L'incertitude associée est de 18% et est entièrement corrélée pour les 6 processus Z + 3 jets et Z+ $\geq$ 4 jets.
Elle provient des incertitudes associées aux calculs des nombres d'événements au voisinage du pic du Z : incertitudes sur les paramètres de la fonction d'ajustement de la distribution en masse $m_{\mu\mu}$ et incertitudes statistiques.
L'erreur sur $\sigma(t\bar{t})$ est de 4% dans le canal μ + jets.

5.6.11 Incertitudes sur la masse du quark top

La masse du quark top influe sur sa section efficace de prodution et sur les distributions cinématiques de ses produits de désintégration (jets, lepton et neutrino). L'analyse entière est refaite pour plusieurs valeurs de $m_{top} \in [150, 200$ GeV/c$^2]$ pour le signal et les fonds. La section efficace mesurée dépend de la masse du quark top considérée. La figure 5.7.16 montre la variation de la valeur centrale de $\sigma(t\bar{t})$ mesurée en fonction de la masse du quark top. L'évolution, en fonction de la masse du quark top, de la section efficace mesurée peut être comparée à la section efficace théorique. Cela permet de contraindre la masse du quark top, mais de manière moins précise que les méthodes de mesure directe.

5.6.12 Incertitudes liées à la statistique générée limitée

Pour certains fonds, il est nécessaire de disposer d'une statistique importante, les efficacités de sélection étant très faibles. Cependant, cela n'est pas toujours possible car les ressources informatiques sont limitées.

Les efficacités de présélection et de sélection du signal et des bruits de fond sont sensibles au nombre d'événements simulés. Pour le signal et les fonds principaux W + jets et Z + jets, l'incertitude sur l'efficacité de présélection du signal est d'envion ~1%. L'incertitude sur l'efficacité de sélection de ces processus atteint 4% pour les processus W + jets. C'est une des incertitudes les plus importantes sur la section efficace mesurée.

L'incertitude sur les efficacités de sélection est estimée par un calcul de propagation des erreurs, la variable aléatoire étant le nombre d'événements satisfaisant un ensemble de critères donnés.
Pour ce calcul, considérons un ensemble de N événements simulés sur lesquels on mesure individuellement une efficacité de sélection ε_i. Chaque événement est pris en compte dans l'analyse avec une probabilité poissonienne, de valeur centrale 1 et d'écart-type 1. L'efficacité de sélection ε_i dépend de l'événement considéré : ce n'est pas une variable aléatoire. Elle inclut les facteurs de corrections et de pondération des événements décrits dans les parties précédentes. On obtient alors l'égalité suivante :

$$\varepsilon = \frac{\sum_{i=1}^{N} k_i \varepsilon_i}{\sum_{i=1}^{N} k_i}$$

ε est l'efficacité moyenne de sélection. $\sum_{i=1}^{N} k_i$ est le nombre d'événements choisis pour estimer l'efficacité des critères de sélection. C'est une distribution poissonienne de moyenne N. $\sum_{i=1}^{N} k_i \varepsilon_i$ est le nombre d'événements satisfaisant les critères de sélection.
La loi de propagation des erreurs, appliquée à cette formule donne : (les variables aléatoires k_j ont pour écart-type 1 par définition)

$$\sigma(\varepsilon) = \sqrt{\sum_{j=1}^{N} \left(\frac{\delta\varepsilon}{\delta k_j}\right)^2 \cdot \sigma^2(k_j)} \tag{5.6.8}$$

$$= \sqrt{\sum_{j=1}^{N} \left(\frac{(\varepsilon_j \cdot \sum_{i=1}^{N} k_i - \sum_{i=1}^{N} k_i \varepsilon_i)^2}{(\sum_{i=1}^{N} k_i)^2}\right)^2 \cdot \sigma^2(k_j)} \tag{5.6.9}$$

$$\tag{5.6.10}$$

$$\sigma(\varepsilon) = \sqrt{\frac{N \sum_{i=1}^{N} \varepsilon_i^2 - (\sum_{i=1}^{N} \varepsilon_i)^2}{N^3}} \tag{5.6.11}$$

5.7 Résultats

La méthode choisie pour mesurer la section efficace est celle avec "paramètres de nuisance" puiqu'elle permet de tenir compte des incertitudes statistiques et systématiques, ainsi que de leurs corrélations entre les différents canaux d'analyse. Les résultats sont présentés pour chaque canal "e+jets" et "μ+jets" indépendemment, puis combinés.

5.7.1 Canal e+jets

La méthode avec "paramètres de nuisance" appliquée uniquement aux canaux "e+3 jets" et "e+$\geq$ 4 jets" donne la section efficace suivante :

$$\sigma(t\bar{t}) = 10.1^{+2.9}_{-2.6}(\text{stat} + \text{syst}) \ \pm 0.6(\text{lumi}) \text{ pb}$$

Le tableau 5.16 donne la composition des données pour cette section efficace. La figure 5.7.13 montre la composition des lots sélectionnés en fonction du nombre de jets. L'accord pour les faibles multiplicités montre que les fonds, W + jets en particulier, sont bien contrôlés. 34 événements sont sélectionnés dont les 3/4 sont des paires de top. Les bruits de fond se répartissent en W + jets pour la moitié et un quart chacun en multijets et autres bruits de fond. Le canal "e+$\geq$ 4 jets" est presque exclusivement constitué d'événements $t\bar{t}$, mais la composition en fonds multijets est soumise à d'importantes fluctuations systématiques.

TAB. 5.16 – *Nombre d'événements sélectionnés dans les données et prédits par l'analyse dans le canal "e+jets" en fonction du nombre de jets. Les incertitudes sont uniquement d'origine statistique.*

Processus	1 jet	2 jets	3 jets	$\geq$4 jets
Multijets	3.48±1.18	2.86±1.02	2.51±0.87	0.09±0.39
W+jets	49.0±6.9	23.4±4.5	5.4±0.9	0.84±0.22
Z+jets	< 0.01	0.18±0.12	0.08±0.07	< 0.01
Dibosons	0.66±0.14	1.30±0.20	0.12±0.06	< 0.01
Top voies s+t	0.63±0.04	1.89±0.08	0.49±0.01	0.05±0.01
$t\bar{t} \to ll$	0.86±0.04	3.88±0.09	1.39±0.06	0.19±0.02
Total fonds	54.6±7.0	33.5±4.6	10.0±1.3	1.18±0.45
$t\bar{t} \to l$+jets	0.36±0.05	4.56±0.18	13.0±0.3	10.1±0.3
Total	55.0±7.0	38.1±4.6	23.0±1.3	11.2±0.5
Données	59	38	17	17

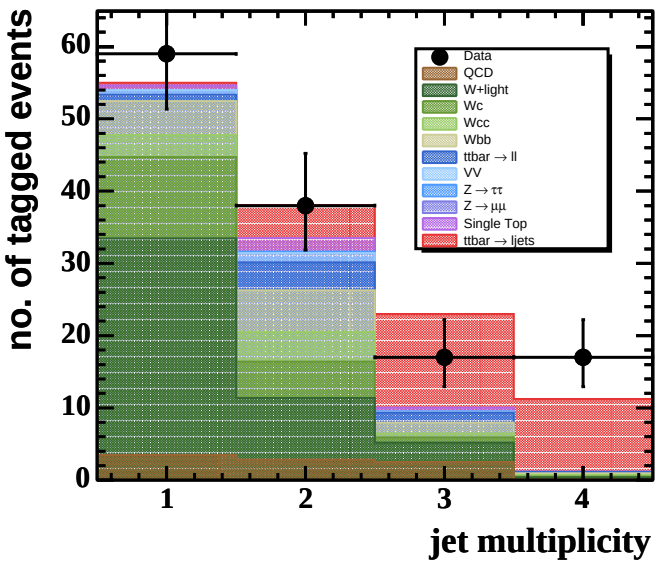


FIG. 5.7.13 – *Comparaison entre les nombres d'événements observés et prédits, ainsi que leur composition en signal et fonds, en fonction du nombre de jets pour le canal "e+jets". Les événements avec un et deux jets permettent de vérifier le bon contrôle des fonds.*

Les sources d'erreurs systématiques principales viennent de la correction du taux de mauvais

étiquetage et des fluctuations statistiques sur les prédictions en fonds multijets et W + jets. Le tableau 5.17 récapitule les contributions groupées des incertitudes systématiques sur la section efficace. Les incertitudes systématiques dominantes sont liées à la méconnaissance de l'identification des faux muons dans les jets, et à l'évaluation des fonds multijets à cause des fluctuations statistiques sur les paramètres de la méthode de la matrice.

TAB. 5.17 – *Incertitudes systématiques dans le canal "e+jets".*

Source	Pull(pb)	σ+(pb)	σ−(pb)
Erreur statistique		+2.89	-2.57
Corrections globales sur la présélection	+0.00	+0.56	-0.36
Déclenchement	+0.00	+0.16	-0.15
Echelle d'énergie des jets	-0.07	+0.24	-0.10
Résolution en énergie des jets	-0.00	+0.00	-0.03
Identification et reconstruction des jets	-0.00	+0.06	+0.00
Normalisation des événements Z + jets	-0.00	+0.02	+0.00
Identification des vrais muons dans les jets	+0.00	+0.35	-0.23
Identification des faux muons dans les jets	+0.29	+0.89	-0.82
Fluctuations statistiques sur la méthode de la matrice	-0.00	+0.43	-0.47
$\varepsilon_{\text{faux}}$ et $\varepsilon_{\text{vrai}}$	-0.00	+0.08	-0.01
Composition en saveurs des $W + jets$	+0.02	+0.03	-0.13
Statistique finie des simulations	+0.04	+0.18	-0.26
Erreur systématique totale (somme quadratique)	+0.28	+1.24	-1.09
Total stat+syst (méthode avec "paramètres de nuisance")		+2.92	-2.57

5.7.2 Canal μ+jets

La méthode avec "paramètres de nuisance" appliquée uniquement aux canaux "μ+3 jets" et "$\mu+ \geq 4$ jets" ensemble donne :

$$\sigma(\mathrm{t\bar{t}}) = 5.1^{+3.3}_{-2.9}(\mathrm{stat} + \mathrm{syst}) \ \pm 0.3(\mathrm{lumi})\ \mathrm{pb}$$

Le tableau 5.18 donne la composition des données pour cette section efficace. La figure 5.7.14 montre la composition des lots sélectionnés en fontion du nombre de jets. L'accord pour les faibles multiplicités montre que les fonds, W + jets et Z + jets en particulier, sont bien contrôlés. 28 événements sont sélectionnés dont 40% sont des paires de top. Les bruits de fond se répartissent en W + jets pour la moitié et environ un quart chacun en multijets et autres bruits de fond.

Les sources d'erreurs systématiques principales viennent de la correction du taux de mauvais étiquetage et des fluctuations statistiques sur les prédictions en fonds multijets et W + jets. Le tableau 5.19 récapitule les contributions groupées des incertitudes systématiques sur la section efficace. Les incertitudes systématiques dominantes sont les mêmes que précédemment.

5.7.3 Résultats combinés

La méthode avec "paramètres de nuisance" appliquée aux quatre canaux donne le résultat suivant :

TAB. 5.18 – *Nombre d'événements sélectionnés dans les données et prédits par l'analyse dans le canal "μ+jets" en fonction du nombre de jets. Les incertitudes sont uniquement d'origine statistique.*

Processus	1 jet	2 jets	3 jets	≥4 jets
Multijets	3.13±0.21	1.25±0.48	1.00±0.36	2.15±0.41
W+jets	53.1±7.5	24.6±4.7	6.1±1.1	1.16±0.29
Z+jets	10.6±1.0	8.3±0.5	2.58±0.48	0.95±0.24
Dibosons	0.90±0.17	1.34±0.20	0.15±0.07	< 0.01
Top voies s+t	0.60±0.04	1.88±0.07	0.54±0.03	0.07±0.01
$t\bar{t} \to ll$	0.28±0.02	1.69±0.04	0.60±0.03	0.09±0.01
Total fonds	68.5±7.5	39.0±4.8	11.0±1.2	4.42±0.56
$t\bar{t} \to l$+jets	0.11±0.02	1.69±0.08	5.7±0.1	4.96±0.14
Total	68.6±7.5	40.7±4.8	16.7±1.2	9.4±0.6
Données	64	45	21	7

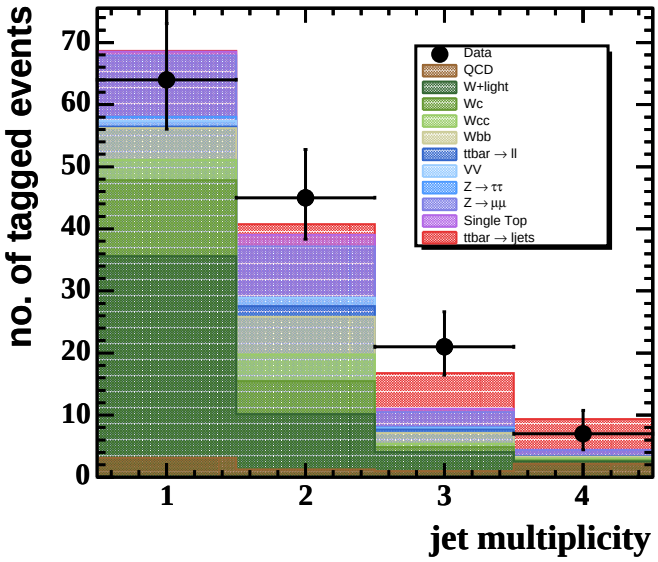


FIG. 5.7.14 – *Comparaison entre les nombres d'événements observés et prédits, ainsi que leur composition en signal et fonds, en fonction du nombre de jets pour le canal "μ + jets". Les événements avec un et deux jets permettent de vérifier le bon contrôle des fonds.*

TAB. 5.19 – *Incertitudes systématiques dans le canal "μ+jets".*

Source	Pull(pb)	σ+(pb)	σ−(pb)
Erreur statistique		+2.91	-2.56
Corrections globales sur la présélection	+0.00	+0.40	-0.20
Déclenchement	+0.00	+0.26	-0.12
Echelle d'énergie des jets	+0.01	+0.31	-0.16
Résolution en énergie des jets	-0.00	+0.00	-0.06
Identification et reconstruction des jets	-0.00	+0.15	+0.00
Normalisation des événements Z + jets	-0.01	+0.33	-0.33
Identification des vrais muons dans les jets	+0.00	+0.24	-0.12
Identification des faux muons dans les jets	-0.30	+1.65	-1.50
Fluctuations statistiques sur la méthode de la matrice	-0.00	+0.48	-0.53
$\varepsilon_{\text{faux}}$ et $\varepsilon_{\text{vrai}}$	-0.00	+0.06	-0.09
Composition en saveurs des $W + jets$	+0.02	+0.43	-0.46
Statistique finie des simulations	-0.12	+0.19	-0.86
Erreur systématique totale (somme quadratique)	-0.45	+2.11	-1.93
Total stat+syst (méthode avec "paramètres de nuisance")		+3.35	-2.97

$$\sigma(t\bar{t}) = 8.4^{+2.3}_{-2.0}(stat + syst) \ \pm 0.5(lumi) \ pb$$

Ce résultat est comparé à celui des autres mesures de $\sigma(\mathrm{t\bar{t}})$ en annexe E. Les incertitudes statistiques et systématiques sont importantes dans ce canal par rapport aux autres mesures dans le canal "lepton+jets" en raison des moins bonnes performances de l'étiquetage des jets b.

Le tableau 5.20 donne la composition des données pour cette section efficace. La figure 5.7.15 montre la composition des lots sélectionnés en fontion du nombre de jets. 60% des événements étiquetés sont des paires de top. Les fonds principaux W + jets, multijets et Z + jets représentent repectivement 20%, 10% et 5% des événements sélectionnés.

TAB. 5.20 – *Nombre d'événements sélectionnés dans les données et prédits par l'analyse dans le canal combiné "l+jets" en fonction du nombre de jets. Les incertitudes sont uniquement d'origine statistique.*

Processus	1 jet	2 jets	3 jets	4 jets
Multijets	6.6±1.2	4.11±1.13	3.50±0.94	2.24±0.57
W+jets	102.0±10.1	47.9±6.5	11.3±1.4	1.80±0.33
Z+jets	10.6±1.0	8.5±0.5	2.66±0.52	0.95±0.24
Dibosons	1.57±0.22	2.63±0.38	0.27±0.12	< 0.01
Top voies s+t	1.23±0.06	3.77±0.12	1.03±0.03	0.12±0.02
$\mathrm{t\bar{t}} \to \mathrm{ll}$	1.17±0.04	6.0±0.1	2.14±0.06	0.30±0.02
Total fonds	123.2±10.3	72.9±6.6	21.0±1.8	5.4±0.8
$\mathrm{t\bar{t}} \to$ l+jets	0.49±0.05	6.6±0.2	20.2±0.3	16.5±0.3
Total	123.7±10.3	79.5±6.6	41.2±1.8	22.0±0.8
Données	123	83	38	24

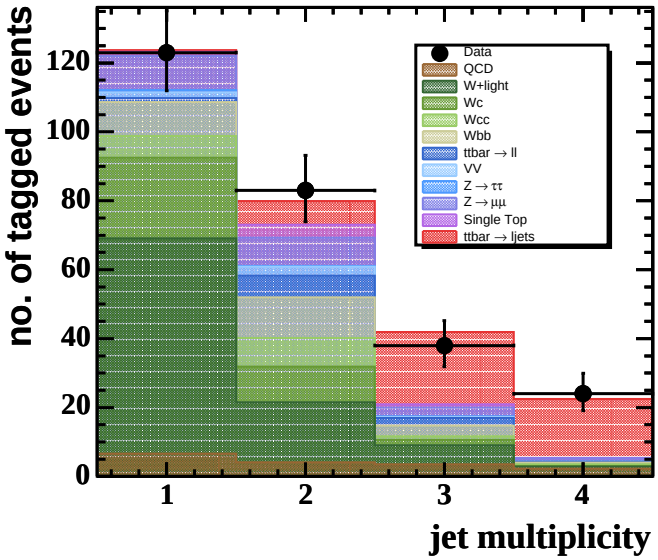


FIG. 5.7.15 – *Comparaison entre les nombres d'événements observés et prédits, ainsi que leur composition en signal et fonds, en fonction du nombre de jets pour tous les canaux combinés. Les événements avec un et deux jets permettent de vérifier le bon contrôle des fonds.*

Les sources d'erreurs systématiques principales viennent de la correction du taux de mauvais étiquetage (80%), et des fluctuations sur les prédictions en fonds multijets (30%) et W + jets

(20%) puisque le niveau de ces fonds est obtenu par une normalisation sur les données, elles-mêmes soumises à des fluctuations statistiques. Le tableau 5.21 récapitule les contributions groupées des incertitudes systématiques sur la section efficace. La figure 5.7.16 montre l'influence de la masse du quark top sur les sections efficaces mesurée et théorique. Ainsi, pour $\Delta m_{top} = 2$ GeV/c^2, la section efficace varie de 1.5%. La masse du quark top que l'on peut déduire de cette figure est de $m_{top} = 172\pm \sim 13$ GeV/c^2.

TAB. 5.21 – *Incertitudes systématiques dans les deux canaux d'analyse combinés.*

Source	Pull(pb)	$\sigma+$(pb)	$\sigma-$(pb)
Erreur statistique		+2.89	-2.57
Corrections globales sur la présélection	+0.00	+0.29	-0.22
Déclenchement	+0.00	+0.13	-0.17
Echelle d'énergie des jets	-0.03	+0.22	-0.14
Résolution en énergie des jets	-0.00	+0.03	-0.00
Identification et reconstruction des jets	-0.01	+0.17	+0.12
Normalisation des événements Z + jets	+0.01	+0.06	+0.07
Identification des vrais muons dans les jets	+0.00	+0.28	-0.20
Identification des faux muons dans les jets	+0.18	+1.01	-0.94
Fluctuations statistiques sur la méthode de la matrice	-0.02	+0.37	-0.40
ε_{faux} et ε_{vrai}	-0.00	+0.00	-0.10
Composition en saveurs des $W + jets$	+0.00	+0.13	-0.25
Statistique finie des simulations	+0.01	+0.30	-0.32
Erreur systématique totale (somme quadratique)	+0.20	+1.25	-1.16
Total stat+syst (méthode avec "paramètres de nuisance")		+2.26	-2.05

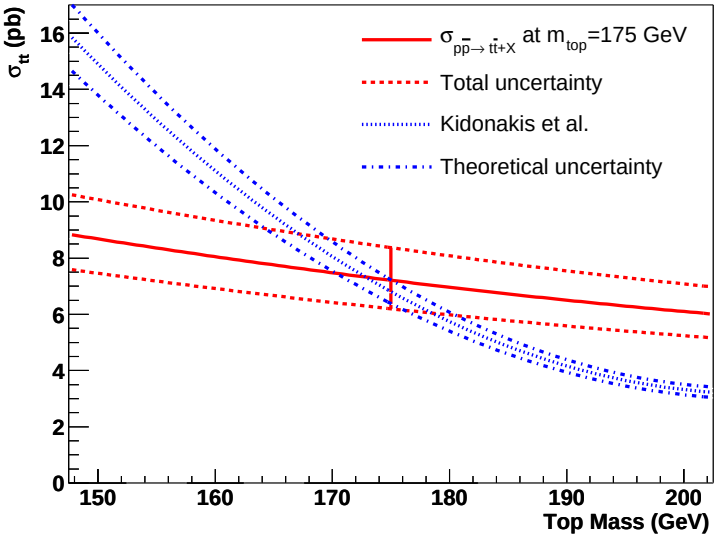


FIG. 5.7.16 – *Section efficace* $t\bar{t}$ *théorique NLO et section efficace* $t\bar{t}$ *mesurée en fonction de la masse du quark top.*

5.8 Vérifications supplémentaires

5.8.1 Mesure de l'efficacité d'étiquetage

La méthode utilisée dans l'analyse recherche explicitement un muon dans un jet. Cette démarche, approuvée pour les analyses de l'expérience DØ, a l'inconvénient de réduire considérablement

la statistique générée pour les processus comportant des jets légers, W + jets légers notamment. Les problèmes incompris de reconstruction sont compensés par l'introduction de facteurs correctifs.

La procédure proposée ici consiste en une pondération des événements simulés W + jets, en fonction de la probabilité d'étiquetage des jets de l'événement. Ces poids, appelés *"TRF"* pour *"Tag Rate Fonction"*, sont calculés directement à partir des données. La méthode utilise l'hypothèse simplificatrice suivante : les saveurs lourdes (quarks b et c) sont principalement produites par paires et par interaction forte. Elle a pour conséquence que, pour des caractéristiques cinématiques identiques, les jets issus des processus multijets ou W + jets ont la même composition en saveurs lourdes. Ainsi, toujours pour des caractéristiques cinématiques identiques, un jet issu de processus multijets ou W + jets ont la même probabilité d'être étiquetés.
Cette probabilité inclusive d'étiquetage, ou *"TRF"*, est calculée comme le produit de deux effets indépendants :

$$\mathrm{TRF}(\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}},\ \eta^{\mathrm{det}},\ \phi^{\mathrm{det}}) = \mathrm{K}(\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}},\ \eta^{\mathrm{det}}) * \mathrm{G}(\eta^{\mathrm{det}},\ \phi^{\mathrm{det}})$$

La fonction K est liée aux caractéristiques cinématiques du jet, et la fonction G à l'acceptance géométrique des chambres à muons. Ces *"TRF"* ont été mesurées sur des données multijets ayant au minimum trois jets afin de se rapprocher du cadre de la mesure. Les figures 5.8.17 et 5.8.18 représentent les *"TRF"* en fonction de $\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$, η^{det} et ϕ^{det}. Ces probabilités d'étiquetage par muons sont plus faibles à $\phi^{\mathrm{det}} \approx 5$ rad et à $|\eta^{\mathrm{det}}| \approx 0.5$ en raison de la couverture non uniforme des chambres à muons. La courbe de droite montre une cassure de la pente à $\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}} \approx 70$ GeV/c. En effet, à faible impulsion transverse, les jets étiquetés b sont en majorité des jets semileptoniques. L'efficacité d'étiquetage de ces derniers atteint un plateau à $\mathrm{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}} \approx 70$ GeV/c comme le montre la figure 5.3.9 puisque, à ces énergies, le muon dans le jet satisfait alors à tous les critères de sélection. A grande impulsion transverse, l'efficacité d'étiquetage des jets semileptoniques dépend peu de l'impulsion transverse du jet. Cependant, l'efficacité inclusive d'étiquetage des jets augmente à cause des mauvaises reconstructions et identifications de muons : ces effets sont plus rares c'est pourquoi la pente de la courbe est plus faible.

Les probabilités moyennes d'étiquetage pour les événements W + jets sont compatibles pour les deux saveurs de leptons. Elles sont combinées afin de réduire l'erreur statistique et sont les suivantes. Ces probabilités moyennes d'étiquetage sont de 2.03±0.03% pour le canal "l+3jets" et 2.70±0.07% pour le canal "l+≥4 jets". Cette nouvelle procédure donne des résultats compatibles et plus précis que ceux obtenus par la simulation directe : les probabilités moyennes d'étiquetage pour les événements W + jets étaient de 1.75±0.28% pour le canal "l+3jets" et 2.10±0.48% pour le canal "l+≥4 jets".
Cependant, l'hypothèse sur la composition en saveurs est inexacte puisque la production de saveurs lourdes dans les processus W + jets ne provient pas exclusivement de l'interaction forte : la production de quark c seul n'existe pas dans les processus multijets et est spécifique au fond W + jets. Ce processus représente une part de la production en saveurs lourdes indépendante du nombre de jets supplémentaires. Ceci conduit à des différences dans la composition en saveurs lourdes d'environ 10% [59] et qui sont comptées comme erreur systématique sur la probabilité

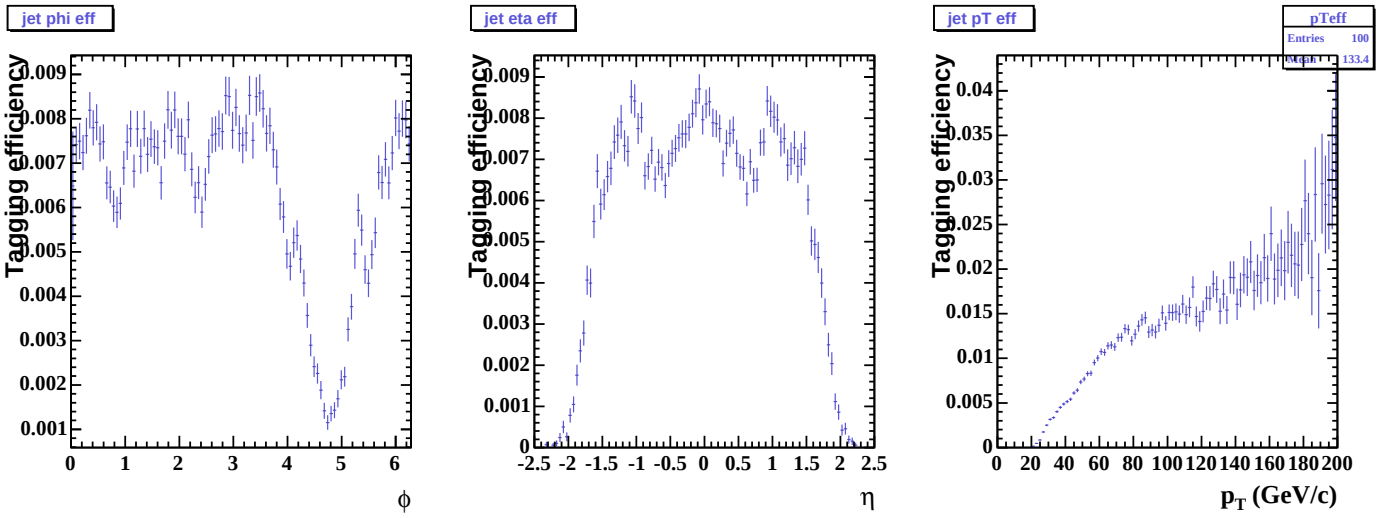


FIG. 5.8.17 – *Probabilités inclusives d'étiquetage des jets, ou "TRF", en fonction des caractéristiques des jets : ϕ^{jet} (à gauche), η^{jet} (au centre) et p_T^{jet} (à droite).*

d'étiquetage.

En utilisant ces résultats, la méthode itérative fournit le résultat préliminaire suivant :

$$\sigma(\mathrm{t\bar{t}}) = 7.53 \pm 1.79(\mathrm{stat} + \mathrm{syst})\ \mathrm{pb}$$

et est en bon accord avec les résultats précédents. Les incertitudes sont nettement réduites.

5.8.2 Mesure de la section efficace avec la méthode itérative

La méthode itérative donne uniquement la valeur centrale et les incertitudes statistiques :

$$\mathrm{e+jets} \quad : \quad \sigma(\mathrm{t\bar{t}}) = 10.0 \pm 2.6(stat)\ pb \tag{5.8.12}$$

$$\mu\mathrm{+jets} \quad : \quad \sigma(\mathrm{t\bar{t}}) = 6.0 \pm 2.5(stat)\ pb \tag{5.8.13}$$

$$\mathrm{l+jets} \quad : \quad \sigma(\mathrm{t\bar{t}}) = 8.0 \pm 1.8(stat)\ pb \tag{5.8.14}$$

Ces valeurs sont en accord avec celles obtenues par la méthode de vraisemblance. Elles ont cependant tendance à être légèrement inférieures. Ceci est dû à la loi de probabilité poissonienne de la méthode de vraisemblance qui a tendance à privilégier des valeurs supérieures de la section efficace, contrairement à une loi gaussienne.

5.8.3 Variables cinématiques et globales

Les distributions cinématiques des objets et des variables globales observées et prédites sont montrées en annexe D après étiquetage. Toutes les distributions sont basées sur la simulation, à l'exception de celles concernant le fond multijets, obtenues directement à partir des données (la méthode est décrite dans la partie 5.4.1). Les sections efficaces $\sigma(t\bar{t})$ utilisées pour ces distributions sont celles mesurées par la méthode de vraisemblance dans les canaux "e+jets" et "μ+jets".

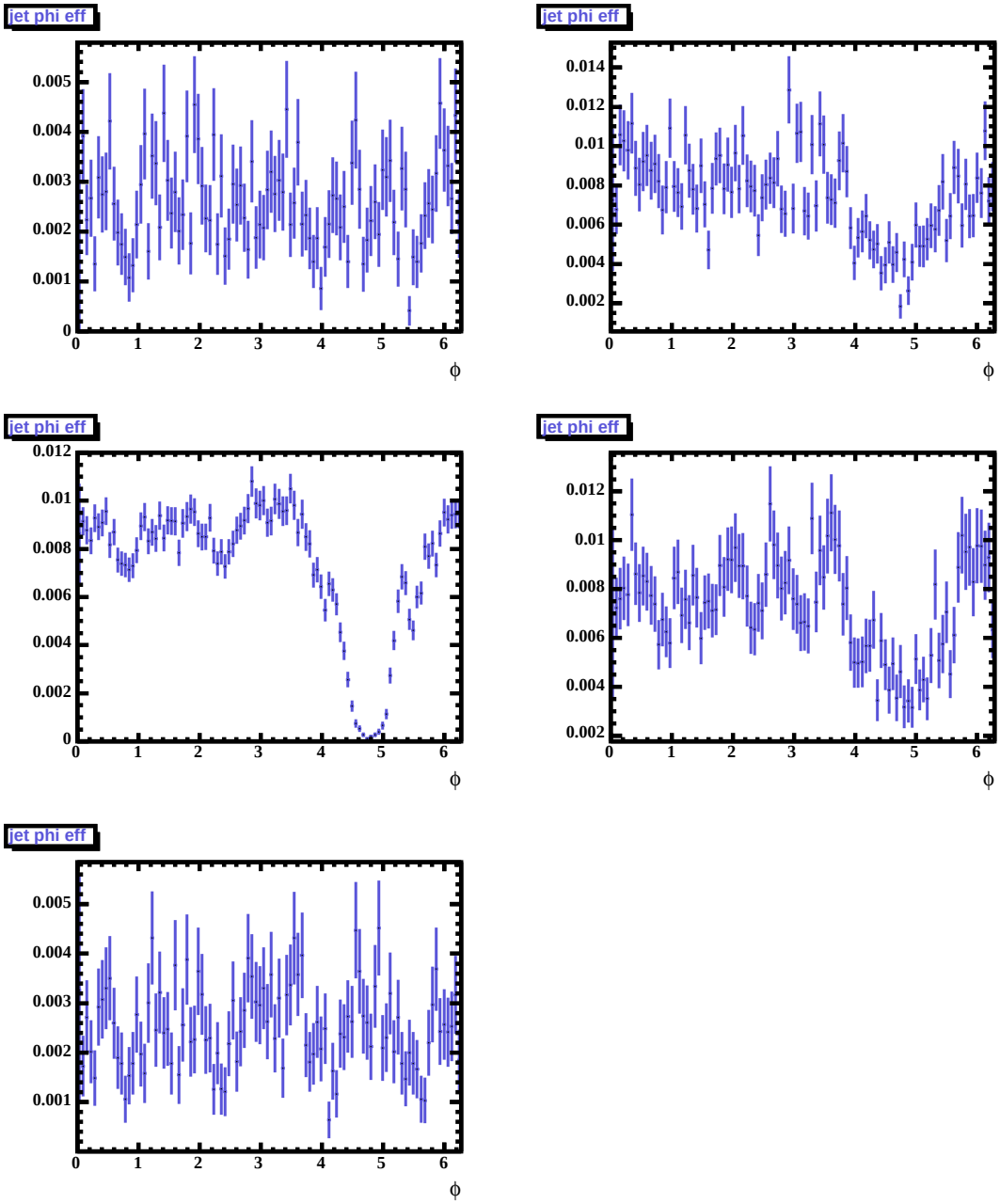


FIG. 5.8.18 – *Probabilités inclusives d'étiquetage des jets en fonction de la direction en* ϕ^{jet} *pour cinq intervalles en* η^{det}. *De gauche à droite et de haut en bas :* $\eta < -1.5$, $-1.5 < \eta < -1.0$, $-1.0 < \eta < 1.0$, $1.0 < \eta < 1.5$ *et* $\eta > 1.5$.

Toutes les distributions montrent un bon accord entre les prédictions et l'observation. Cependant, certaines distributions prédites après étiquetage présentent d'importantes fluctuations : elles ont pour origine le manque de statistique disponible pour les fonds $W + 1$ jet et $W + 2$ jets.

5.9 Conclusion

Cette analyse a pour but de mesurer la section efficace de production de paires de quarks top auprès du collisionneur hadronique TeVatron. Les événements sont collectés par le détecteur DØ et correspondent à une luminosité intégrée d'environ 425 pb^{-1}.

Les événements $t\bar{t}$ sont recherchés dans le canal "*lepton + jets*" où le lepton est soit un électron soit un muon. Ce canal combine d'une part une signature relativement propre par la présence du lepton énergétique isolé, et d'autre part un rapport d'embranchement élevé (30%). L'analyse repose sur une présélection topologique (lepton énergétique isolé, énergie transverse manquante importante, au moins trois jets dont au moins un jet étiqueté b).

L'analyse est séparée en quatre canaux exclusifs en fonction de la multiplicité en jets et du type de lepton. L'évaluation de la proportion d'événements de signal et de bruits de fond dans chacun de ces sous-canaux se fait de manière indépendante. La mesure de la section efficace est effectuée par la maximisation d'une fonction de vraisemblance qui combine les résultats des quatre analyses. Cette fonction de vraisemblance permet aussi de tenir compte de manière naturelle des incertitudes systématiques et de leurs corrélations sur la section efficace mesurée.

L'évaluation du niveau des fonds fait appel à plusieurs techniques basées sur les données réelles et la simulation. La connaissance de nombreux processus du Modèle Standard, telle que la production de bosons accompagnés de jets, est limitée par les incertitudes théoriques. Certains effets sont rares (jet hadronique identifié comme un lepton, reconstruction de muons dans les jets, ...) et la simulation se révèle inadaptée pour en avoir une connaissance précise. L'utilisation directe des données permet de faire face à ces deux problèmes.

La section efficace de production de quarks top en paires dans le canal "lepton+jets" est mesurée à :

$$\sigma(t\bar{t}) = 8.4^{+2.3}_{-2.0}(stat + syst) \ \pm 0.5(lumi) \ pb$$

Elle est en accord avec les prédictions théoriques du Modèle Standard. Les incertitudes systématiques sont d'origine théorique, expérimentale, et proviennent de la statistique limitée dans les données et la simulation. Afin de réduire ces erreurs, de nombreuses techniques ont été développées pour mesurer des effets relatifs entre les données et la simulation. De même, la normalisation de certains fonds à partir des données réduit les incertitudes sur le niveau de ces fonds, ainsi que les incertitudes sur la mesure de la luminosité.

La mesure de la section efficace de production de paires de quarks top va bénéficier de nombreuses améliorations. Elle bénéficiera notamment de la combinaison avec les mesures d'autres canaux qui font actuellement l'objet d'analyse. La mesure bénéficiera également de l'augmentation de la luminosité intégrée. Actuellement une luminosité d'environ 3 fb^{-1} a déjà été enregistrée et devrait permettre une réduction des incertitudes statistiques et systématiques, ces dernières étant limitées en parties par la statistique disponible pour leur évaluation.

Troisième partie

Préparation à la mesure de la section efficace de production de quarks top dans ATLAS

Chapitre 6

Dispositif expérimental : de DØ à ATLAS

L'objet de ce chapitre est de décrire brièvement le détecteur ATLAS, et de comparer les performances de chaque sous-détecteur par rapport au détecteur DØ. Il s'agit de mettre en regard les états respectifs des deux détecteurs, conçus pour des objectifs de physique différents et avec des technologies également différentes.

6.1 Le LHC

Le LHC est le prochain collisionneur proton-proton du CERN. Actuellement en construction, son démarrage est prévu pour 2007-2008. Il prend la place de l'ancien collisionneur e^+e^- du LEP, anneau de 27 km de circonférence.

Le LHC fournira des collisions pp avec une énergie nominale de 14 TeV dans le centre de masse. La luminosité a été choisie de façon à compenser la décroissance en 1/s de la section efficace parton-parton. Deux périodes de fonctionnement sont prévues. La première, dite de basse luminosité devrait durer trois ans. La luminosité instantanée sera de l'ordre de $\mathcal{L} \approx 10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$ ce qui correspond à 2.3 collisions inélastiques par croisement de faisceau. La seconde est une période de haute luminosité ($\mathcal{L} \approx 10^{34}\ cm^{-2}s^{-1}$), avec une moyenne de 23 interactions par croisement. La fréquence des croisements est de 40 MHz, ce qui implique pour les détecteurs une électronique rapide.

Par rapport au TeVatron, le problème de la production d'anti-protons disparaît et ne limite plus la luminosité. En revanche, les faisceaux de particules circulent dans deux tubes à vide séparés, dans lesquels le champ magnétique est inversé afin de leur donner la même courbure. Le même raisonnement s'applique aux cavités accélératrices. Les aimants de courbure utilisés au LHC sont des aimants supraconducteurs, ce qui augmente la difficulté technique. C'est d'ailleurs le champ magnétique maximal que l'on peut atteindre actuellement qui limite l'énergie des faisceaux du LHC.

De la même manière qu'au TeVatron, l'accélération de paquets de particules jusqu'à des énergies de l'ordre du TeV nécessite plusieurs accélérateurs. Les protons sont d'abord produits et accélérés par un **accélérateur linéaire (LINAC)** jusqu'à une énergie de 50 MeV. Le **booster** les accélère jusqu'à une énergie de 1.4 GeV. Les paquets de protons sont ensuite injectés dans le **synchrotron à protons (PS)** qui leur fournit une énergie de 25 GeV. A ce niveau,

les protons sont rassemblés en 84 paquets de 4 ns séparés de 25 ns. Le **SPS** *"Super Proton Synchrotron"* accélère les paquets jusqu'à une énergie de 450 GeV, avant de les envoyer dans les deux tubes à vide du **LHC** où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de 7 TeV.

Quatre expériences sur le LHC sont prévues (figure 6.1.1) :

- Les deux expériences ATLAS et CMS sont généralistes et auront un large domaine d'étude (physique du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible, recherche de signes de nouvelle physique, ...).
- Le détecteur ALICE est particulièrement dédié à l'étude des collisions d'ions plomb, afin d'explorer les propriétés de la matière à haute densité et énergie (2.76 TeV/u).
- L'expérience LHCb est optimisée pour l'étude de la physique des hadrons b.

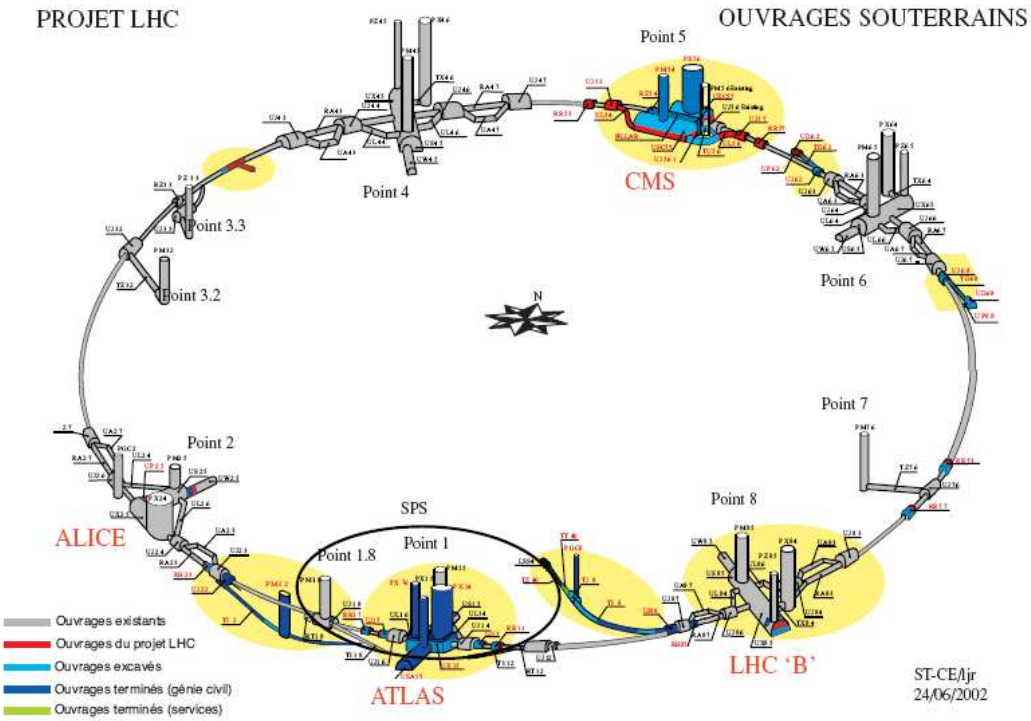


FIG. 6.1.1 – *Vue d'ensemble des ouvrages souterrains du LHC*

6.2 Le détecteur ATLAS

6.2.1 Présentation générale

Approuvé en 1996, ATLAS est l'un des quatre détecteurs installés sur le LHC. Cette expérience a été conçue pour exploiter le grand potentiel de découvertes du LHC, et notamment celui concernant la brisure de symétrie électrofaible. ATLAS regroupe une collaboration mondiale de personnes et de moyens : environ 1800 physiciens, provenant de plus de 150 universités et laboratoires dans 34 pays.

L'infrastructure du détecteur ATLAS a largement été conditionnée par le programme de physique. Le Higgs prédit par le Modèle Standard est recherché selon plusieurs canaux en fonction de sa masse. S'il est léger $m_H \lesssim 100\ GeV/c^2$, l'état final contient des quarks b : le détecteur ATLAS doit permettre d'identifier efficacement les jets b tout en rejetant les jets légers. Dans

la région $m_H \approx 130\ GeV/c^2$, un état final propre mais relativement rare est constitué de deux photons : l'identification des photons et la mesure précise de leur énergie et de leur angle d'ouverture sont des caractéristiques capitales que doit posséder le détecteur ATLAS. Enfin, pour les masses de bosons de Higgs plus lourdes, l'état final fait intervenir des leptons et des neutrinos. Le détecteur doit donc assurer une bonne identification des leptons (électrons et muons) et une mesure correcte de leur énergie. Il doit également être hermétique, pour la mesure de l'énergie transverse manquante.

Pour répondre à ces critères, le détecteur se caractérise de la façon suivante [60] :

- Reconstruction des traces efficaces à haute luminosité pour l'identification des particules chargées et la mesure précise de leur impulsion ; reconstruction de vertex secondaires et étiquetage des quarks b et des leptons τ.
- Calorimétrie électromagnétique de grande précision pour l'identification et la mesure des électrons et des photons, et la discrimination γ/π^0, identification des saveurs lourdes semileptoniques, mesure précise de l'énergie des jets et de l'énergie manquante à l'aide de calorimètres hadroniques.
- Mesure précise et autonome des muons de toute la gamme d'énergie accessible à basse comme à haute luminosité.
- Le domaine de physique est optimisé par l'obtention d'une grande acceptance en pseudorapidité, et par la capacité de déclenchement sur des particules de petite impulsion transverse.
- Le détecteur est prévu pour fonctionner plus d'une dizaine d'années environ. Les collisions proton-proton du LHC fréquentes et à haute énergie engendreront une activation de l'ensemble des matériaux du détecteur à long terme. La technologie utilisée doit se révéler robuste face aux irradiations à long terme.

Par la suite, chaque sous-détecteur est brièvement décrit, et ses performances sont comparées à celle du détecteur DØ.

6.2.2 Systèmes de détection et performances

Comme nous l'avons vu précédemment, les paramètres de fonctionnement du LHC constituent un environnement très exigeant pour les détecteurs. Non seulement la luminosité élevée et la haute fréquence imposent une granularité fine pour éviter les phénomènes de recouvrements, mais ils doivent aussi couvrir une grande gamme d'énergie tout en gardant une excellente résolution. Les techniques de détection et les technologies employées sont assez similaires à celles du détecteur DØ. En partant du centre de la collision, on trouve le détecteur interne, les systèmes calorimétriques et les détecteurs à muons.

6.2.2.1 Le détecteur interne

Ce détecteur cylindrique (représenté sur la figure 6.2.3) occupe la partie centrale du détecteur. Le rôle de ce détecteur est l'identification des traces laissées par les particules chargées. La mesure de leur impulsion est également possible puisqu'un champ magnétique de 2 T dans la direction du faisceau courbe la trajectoire des particules chargées.

A basse luminosité, ses fonctions seront surtout l'étiquetage des jets de b, les reconstructions

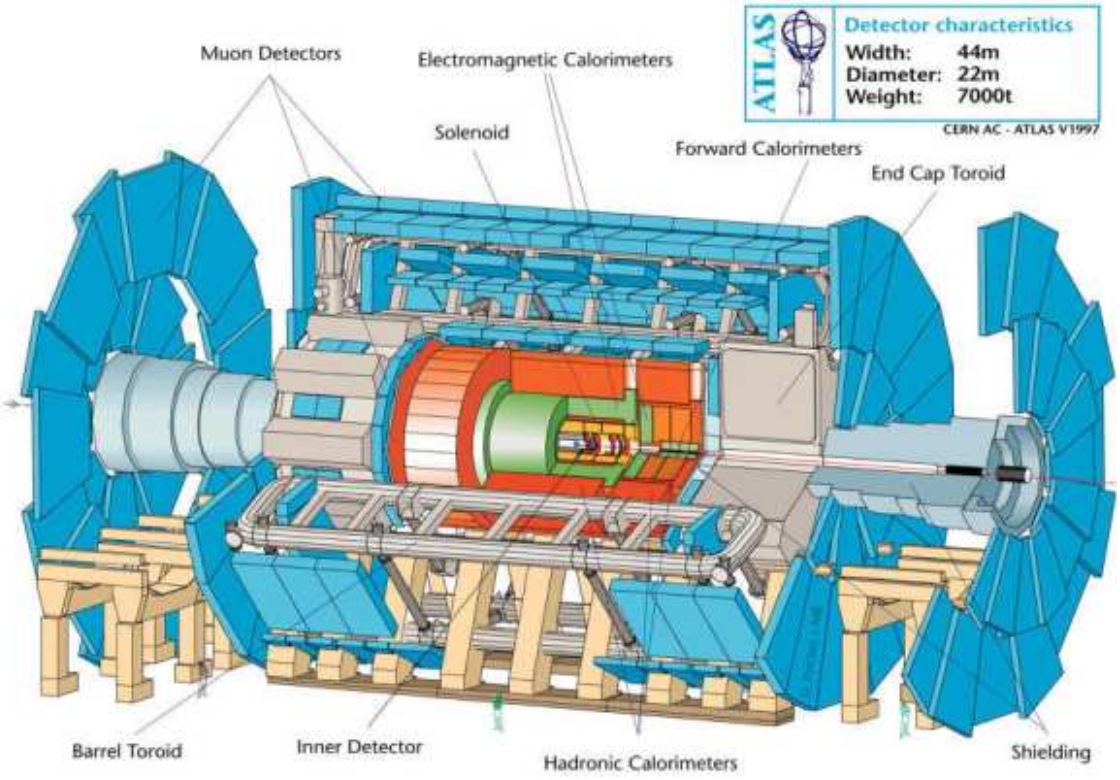


FIG. 6.2.2 – *Vue détaillée du détecteur ATLAS.*

de vertex déplacés de b et de τ et celles des traces de particules chargées (kaons, électrons, ...) de bas moments transverses. De manière plus générale, il doit couvrir une gamme de pseudorapidité $|\eta| < 2.5$, avec une très bonne efficacité.

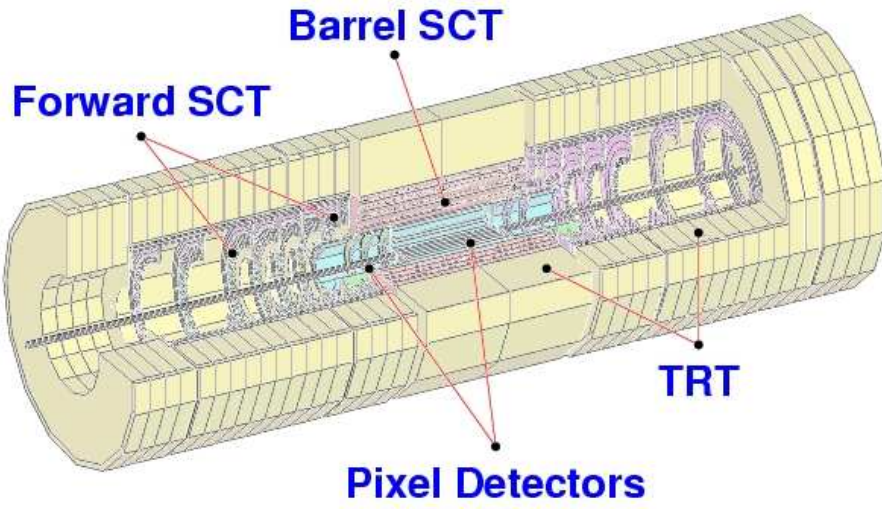


FIG. 6.2.3 – *Schéma du détecteur interne*

Ce système de détection est composé de plusieurs parties, détaillées ci-dessous. Il couvre un domaine en pseudo-rapidité de $|\eta| < 2.5$, identique à celui du détecteur DØ.

En partant du point d'interaction, on trouve tout d'abord un détecteur à pixels, qui permet la reconstruction précise des vertex primaires et secondaires. Il est consitué de deux couches

cylindriques pour la patie centrale et de huit disques pour la partie avant. Chaque pixel a une taille $50 \times 300\ \mu m^2$. Cette granularité importante permet un faible taux d'occupation, de l'ordre de 1/1000 par événement à haute luminosité. La résolution en position des traces est d'environ 14 μm en $r - \phi$ et 80 μm en z.

La seconde partie du détecteur de traces (le SCT) est constituée de micro-pistes de silicium. Il se compose de quatre couches co-axiales complétées de neuf disques de chaque côté. On retrouve cette technologie à micro-pistes de silicium dans le détecteur DØ. A ATLAS, la résolution spatiale sur la position des traces est d'environ 16 μm en $r-\phi$ et 0.5 mm en z, comparable à celle obtenue par le détecteur DØ (20 μm).

Enfin, la dernière partie du détecteur interne est le TRT, associant les techniques de rayonnement de transition et de chambre à dérive. Chaque tube à dérive, d'un diamètre de 4 mm, est rempli d'un mélange gazeux (Xe : CF_4 : CO_2 dans les proportions 7 : 2 : 1) qui permet une dérive rapide (38 ns) et détecte bien les rayonnements de transition. La partie centrale est composée de 75 couches concentriques de ces pailles. Une trace produit en moyenne 36 points dans le TRT. S'il s'agit d'un électron, environ 6 de ces points correspondent à des tubes où une grande charge par radiation de transition ($\geq 5\ keV$) aura été recueillie. La résolution en position par tube est d'environ 200 μm, mais elle devient 30 μm environ si ce tube fait partie d'une trace. A titre de comparaison, le CFT (*Central Fiber Tracking*) de DØ est constitué d'environ 30 couches de fibres scintillantes permettant la localisation de la particule à 100 μm près.

Les performances du détecteur interne ont été estimées avec des muons de différentes énergies. La résolution en impulsion transverse est :

$$\sigma(1/p_T) = 0.00036 \oplus 0.013/(p_T\sqrt{sin\theta})\ (GeV/c)^{-1}$$

En comparaison, la résolution obtenue à DØ est :

$$\sigma(1/p_T) = 0.0018 \oplus 0.015/(p_T\sqrt{sin\theta})\ (GeV/c)^{-1}$$

La résolution en paramètre d'impact transverse est de 10 μm pour les traces de grande impulsion transverse à ATLAS (entre 15 et 30 μm avec le détecteur DØ).

6.2.2.2 Le calorimètre électromagnétique

Un calorimètre électromagnétique a pour charge de mesurer l'énergie, la position et la direction des électrons et des photons ainsi que mesurer l'impulsion transverse manquante d'un événement (avec le calorimètre hadronique), caractéristique de l'émission de neutrinos, ou rechercher l'émission de particules nouvelles interagissant très peu avec la matière ordinaire. Il doit ausssi permettre de séparer les électrons et les photons des hadrons et des jets. Enfin, il participe au système de déclenchement.

Le calorimètre d'ATLAS (comme celui de DØ) appartient à la famille des calorimètres inhomogènes à échantillonnage. Chaque partie est constituée d'un empilement de couches d'absorbeur (plomb) et de milieu détecteur (argon liquide). Les principaux avantages sont la compacité du détecteur (la longueur de radiation dans le plomb est moitié moindre que celle dans l'argon) et sa résistance aux radiations.

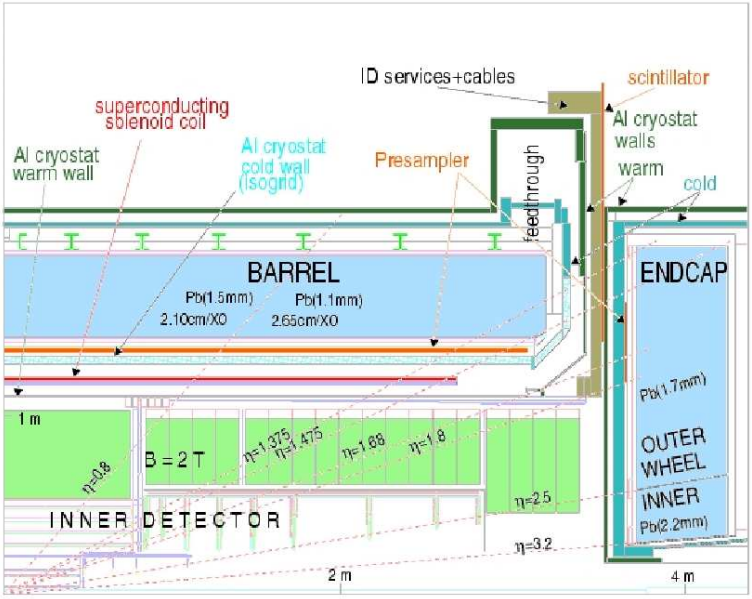


FIG. 6.2.4 – *Coupe longitudinale d'un quadrant du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.*

Le calorimètre électromagnétique est composé de deux parties (fig.6.2.4) : un tonneau dans la région centrale couvrant la zone $|\eta| < 1.475$ sur une profondeur de $24X_0$ à $\eta = 0$, et de deux bouchons qui assurent la couverture du domaine $1.375 < |\eta| < 3.2$ sur une profondeur de 26 X_0 au moins. La géométrie particulière des accordéons des bouchons est décrite dans [61]. Ils sont découpés selon trois directions : en η et en ϕ pour connaître le point d'impact de la particule, et suivant un rayon car ce découpage dépend de la forme de la gerbe électromagnétique. On parle alors de compartiments. On obtient alors près de 190 000 cellules, dont la taille moyenne est de l'ordre de $\delta\eta \times \delta\phi = 0.025 \times 0.025$. Ces données sont récapitulées dans le tableau 6.1 et illustrées sur la figure 6.2.5. Cette granularité est jusqu'à cinq fois plus fine en η ou en ϕ à ATLAS par rapport à DØ.

Enfin, il faut savoir que les particules traversent environ 2 X_0 avant d'atteindre le calorimètre et peuvent avoir amorcé le développement de leur gerbes électromagnétiques. La figure 6.2.6 montre la quantité de X_0 traversée par une particule avant le calorimètre et dans le calorimètre. En comparaison, à DØ, 4 X_0 se trouvent avant le calorimètre électromagnétique. Une partie de l'énergie de la particule est perdue dans des zones non instrumentées du détecteur. Afin de réduire ce biais qui va en s'accroissant avec η, un pré-échantillonneur de gerbes a été rajouté. Il sert à corriger l'effet de la matière morte placée devant le calorimètre, tout comme les détecteurs de pieds-de-gerbes de l'expérience DØ.

Dans ATLAS, la résolution du calorimètre a fait l'objet de nombreux tests et mesures en faisceaux. Elle est de la forme :

$$\frac{\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{E}} = \mathrm{C} \oplus \frac{\mathrm{S}}{\sqrt{\mathrm{E}}} \oplus \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{E}}$$

avec $N < 0.3\ GeV$, $S \sim 0.1\ GeV^{1/2}$ et $C \leq 0.7\%$ à ATLAS
et $N < 0.2\ GeV$, $S \sim 0.2\ GeV^{1/2}$ et $C \leq 0.4\%$ à DØ.

TAB. 6.1 – *Caractéristiques physiques et géométriques du tonneau du calorimètre électromagnétique.*

Tonneau E.M.	Caractéristiques ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)
Couverture	$\lvert\eta\rvert < 1.475$
Pré-échantillonneur	$0.025 \times 0.1, \lvert\eta\rvert < 1.52$
Compartiment 1	0.025×0.1
Compartiment 2	0.025×0.025
Compartiment 3	0.05×0.025

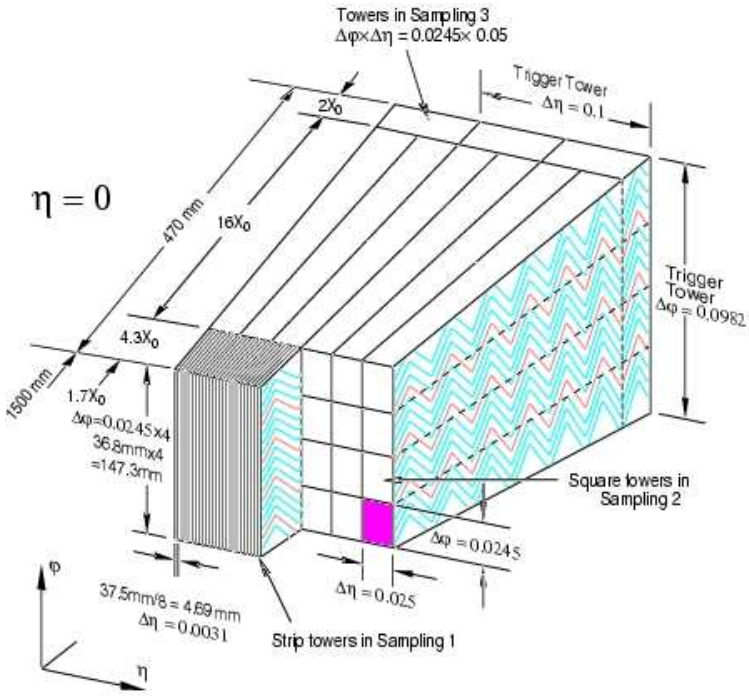


FIG. 6.2.5 – *Granularité du calorimètre électromagnétique*

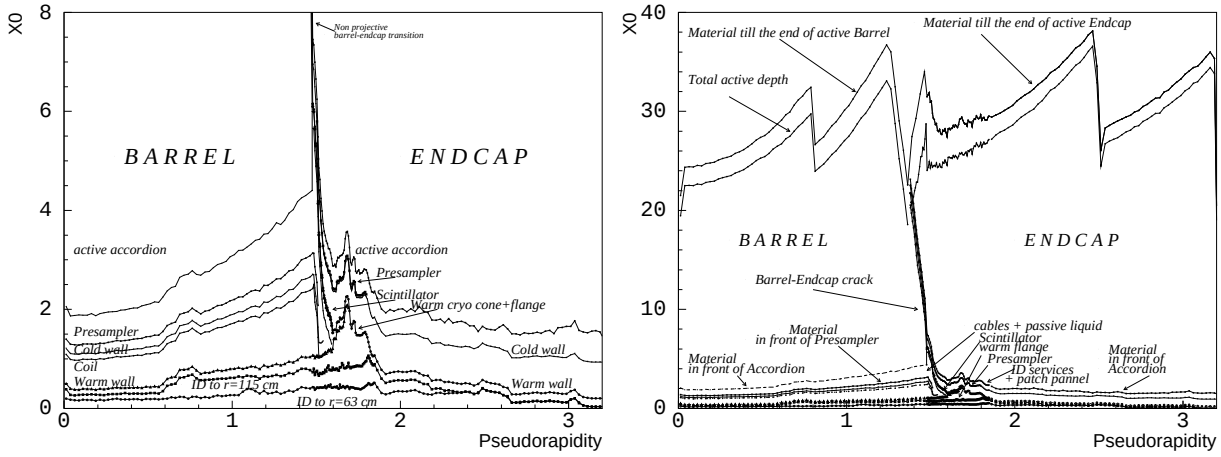


FIG. 6.2.6 – *Epaisseur, en X_0, des matériaux en amont du calorimètre (à gauche), et en tenant compte du calorimètre (à droite), en fonction de la pseudo-rapidité.*

6.2.2.3 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique a pour charge de mesurer l'énergie et la direction des jets, de séparer les hadrons et les jets des électrons et des photons et de participer au système de déclenchement. Il couvre une grande zone de pseudorapidité $|\eta| < 4.9$ et utilise différents matériaux et différentes techniques de détection. Pour $|\eta| < 1.7$, il est constitué d'un empilement de fer/tuiles scintillantes. Au-delà, les niveaux de radiation imposent l'utilisation de l'argon liquide pour les bouchons et les calorimètres avant ($1.7 < |\eta| < 4.9$). Sans rentrer dans les détails, les calorimètres hadroniques sont découpés longitudinalement en trois compartiments, avec une granularité $\delta\eta \times \delta\phi = 0.1 \times 0.1$. La résolution du calorimètre hadronique dépend de η et prend la forme :

$$\frac{\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{E}} = \mathrm{C} \oplus \frac{\mathrm{S}}{\sqrt{\mathrm{E}}}$$

avec : $S \approx 0.5\ GeV^{1/2}$, $C \approx$3% pour $|\eta| < 3$
et $S \approx 1\ GeV^{1/2}$, $C \approx$7% pour $|\eta| > 3$

Pour comparaison, la résolution sur les jets centraux ($|\eta| < 0.4$) à DØ est :

$$\frac{\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{E}} = 6\% \oplus \frac{0.9\ \mathrm{GeV}^{1/2}}{\sqrt{\mathrm{E}}} \oplus \frac{3.5}{\mathrm{E}}$$

6.2.2.4 Les chambres à muons

Le spectromètre à muons a pour rôle d'identifier les muons et de mesurer leurs caractéristiques cinématiques, avec ou sans la combinaison des informations issues du détecteur interne. Il est également utilisé pour le déclenchement des événements intéressants.

Le spectromètre à muons est composé de deux types de détecteurs : un dispositif de détection de précision, et d'un dispositif rapide permettant la prise de décision pour le déclenchement. Ils sont agencés en "stations" de telle sorte que les particules traversent trois stations sur une large gamme de pseudo-rapidité. Les détecteurs à muons sont représentés sur les figures 6.2.7 et 6.2.8.

Le système de déclenchement couvre la région $|\eta| < 2.4$. Il est constitué de détecteurs à gaz (*RPC* pour *Resistive Plate Chambers*) dans la région centrale, offrant une résolution de 1 m $\times$ 1 ns. Les bouchons sont quant à eux instrumentés par des plans de chambres proportionnelles à fils (dénommées *TGC* pour *Thin Gap Chambers*).

Le système de précision est constitué de plans de tubes à dérive (*MDT* pour *Monitored Drift Tubes*), de résolution inférieure à 60 μm et couvrant la partie centrale. Ils sont complétés par des chambres à dérive (*CSC* pour *Cathode Strip Chambers*). Ces détecteurs ont une résolution d'environ 80 μm sur la trajectoire de la particule.

La résolution en impulsion des traces dépend de nombreux paramètres comme l'alignement des chambres, le champ magnétique, et la quantité de matière rencontrée. La figure 6.2.9 montre la résolution sur la mesure de l'impulsion transverse des muons. Elle est d'environ $\sigma(p_T)/p_T \approx 2\%$ pour des muons d'impulsion transverse inférieure à 100 GeV, et ce, sur toute l'acceptance des chambres à muons.

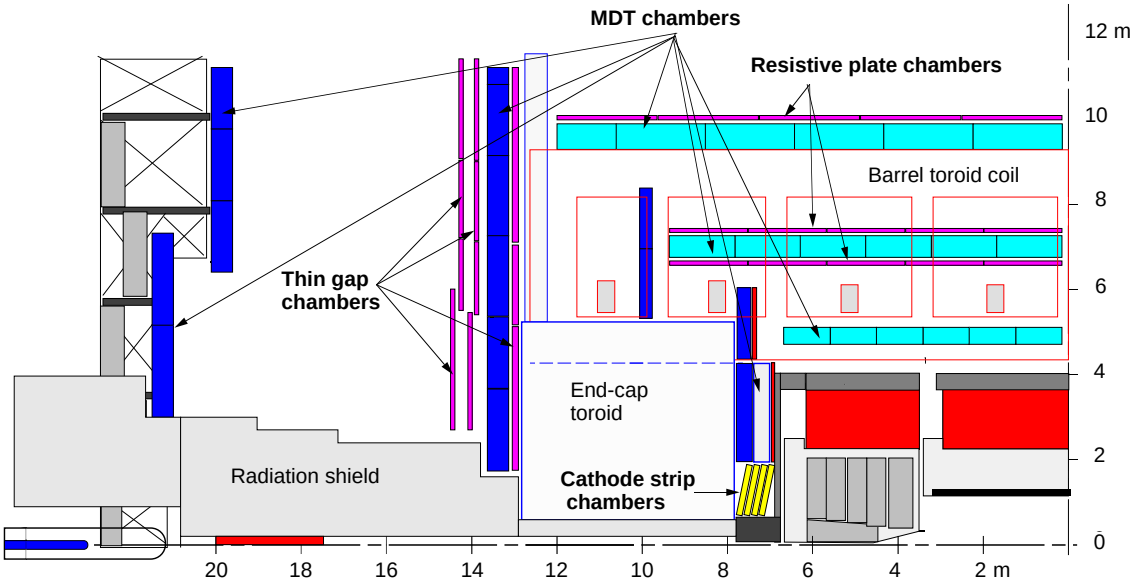


FIG. 6.2.7 – *Coupe longitudinale du détecteur ATLAS : le système à muons.*

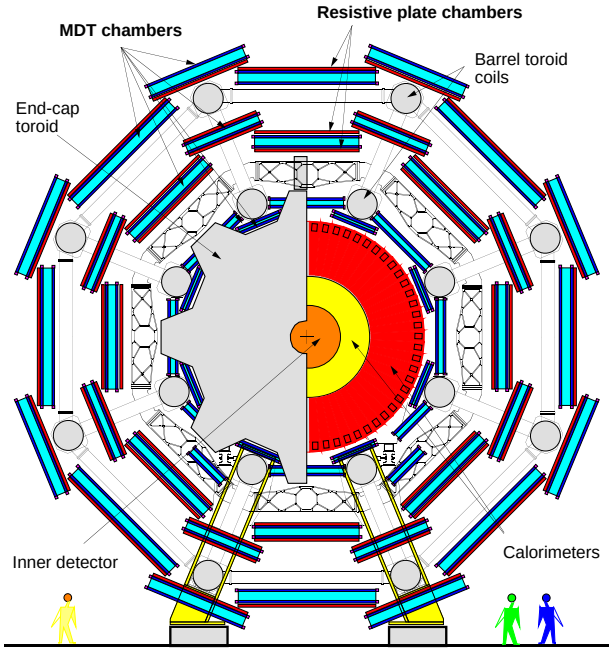


FIG. 6.2.8 – *Coupe transverse du détecteur ATLAS : le système à muons.*

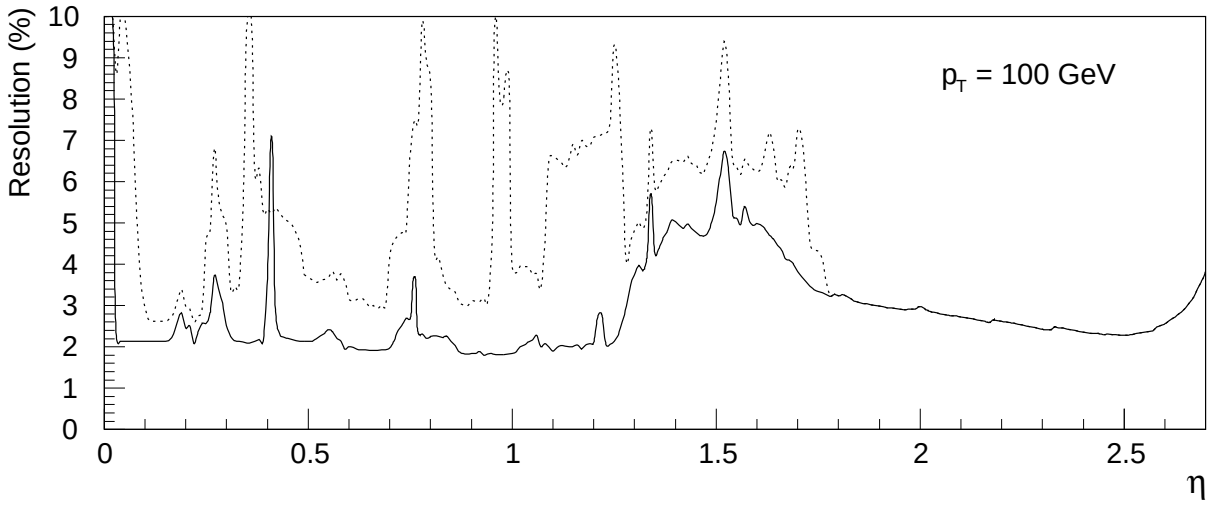


FIG. 6.2.9 – *Résolution sur l'impulsion transverse des muons en fonction de la pseudo-rapidité.*

6.2.2.5 Le système de déclenchement

Au même titre que DØ, le détecteur ATLAS est équipé d'un système de déclenchement des événements. Cependant la fréquence des croisements proton-proton est plus importante au LHC. Sur les quarante millions d'événements engendrés par seconde, seule une petite fraction pourra être enregistrée. Comme à DØ, le système de déclenchement est organisé en trois niveaux de complexité croissante, représentés sur la figure 6.2.10.

- Le premier niveau LVL1 utilise les informations issues des systèmes de lecture rapide du calorimètre ou des chambres à muons. Le temps de décision, environ 2 μs, permet la transmission des informations brutes du détecteur vers l'électronique *"hardware"* du niveau 1. Les critères de sélection à ce niveau du déclenchement permettent de réduire le taux d'événements à 100 kHz environ. Si l'événement passe ce niveau, l'ensemble des données est transféré vers des mémoires tampons *ROB* (pour *"read Out Buffer"*) en vue de leur traitement vers le niveau 2.
- Au niveau LVL2, seules les régions d'intérêt définies par les objets du niveau précédent sont considérées. Grâce aux mémoires tampons, ce niveau de déclenchement dispose de toutes les informations (granularité optimale du calorimètre, systèmes de précision, détecteurs de traces). Des objets sont reconstruits à partir d'informations croisées entre sous détecteurs, et deviennent des candidats électrons, muons, taus, photons ou jets. Le calcul de l'énergie transverse manquante s'affine également. Le but du niveau LVL2 est de réduire le taux d'événements à 1 kHz.
- Le dernier niveau est appelé filtre d'événements (*EF* pour *"Event Filter"*) dont le rôle est de confirmer la décision du niveau LVL2 et d'appliquer la sélection finale. Le taux d'événements en sortie est au maximum de 100 Hz, ce qui conduit à un volume de données de 100 MB/s.

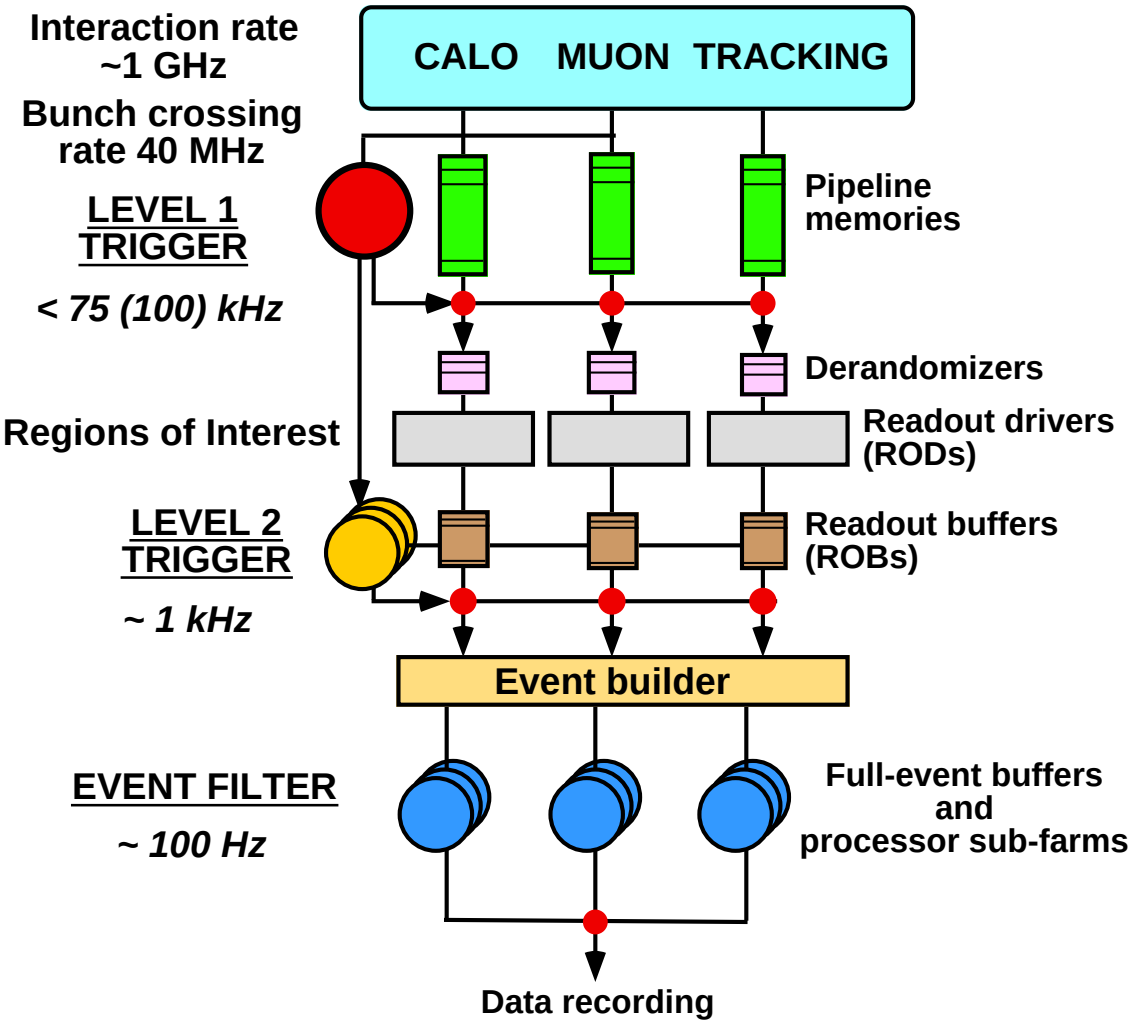


FIG. 6.2.10 – *Diagramme des niveaux de déclenchement.*

6.3 Identification des objets

Les algorithmes de reconstruction sont similaires à ceux utilisés par la collaboration DØ et ne sont par conséquent pas décrits une nouvelle fois. Par contre, cette partie décrit les critères de qualité des objets utilisés dans l'analyse : électrons, muons, jets et jets étiquetés b.

6.3.1 Identification des électrons énergétiques isolés

Les électrons énergétiques sont reconstruits en utilisant un algorithme de cône dans le calorimètre électromagnétique. Le dépôt d'énergie est étroit si l'électron est isolé. La présence d'une trace permet de discriminer électrons et photons.

Ainsi, l'objet reconstruit est défini comme électron isolé si l'énergie dans un cône $\Delta R < 0.2$ autour de la trace de l'électron et n'appartenant pas à l'électron est inférieure à 6 GeV. Le dépôt d'énergie doit être associé à une trace (condition "isEM & 2047=0").

Les performances de ces critères d'identification sont présentées sur les figures 6.3.11 et 6.3.12. Environ 80% des électrons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c sont reconstruits. La résolution sur l'impulsion transverse sur ces électrons a été estimée à 1.8%, pour une résolution angulaire de $\Delta(\eta) \approx 0.6 \cdot 10^{-3}$ et $\Delta(\phi) \approx 0.2 \cdot 10^{-3}$ *rad*.

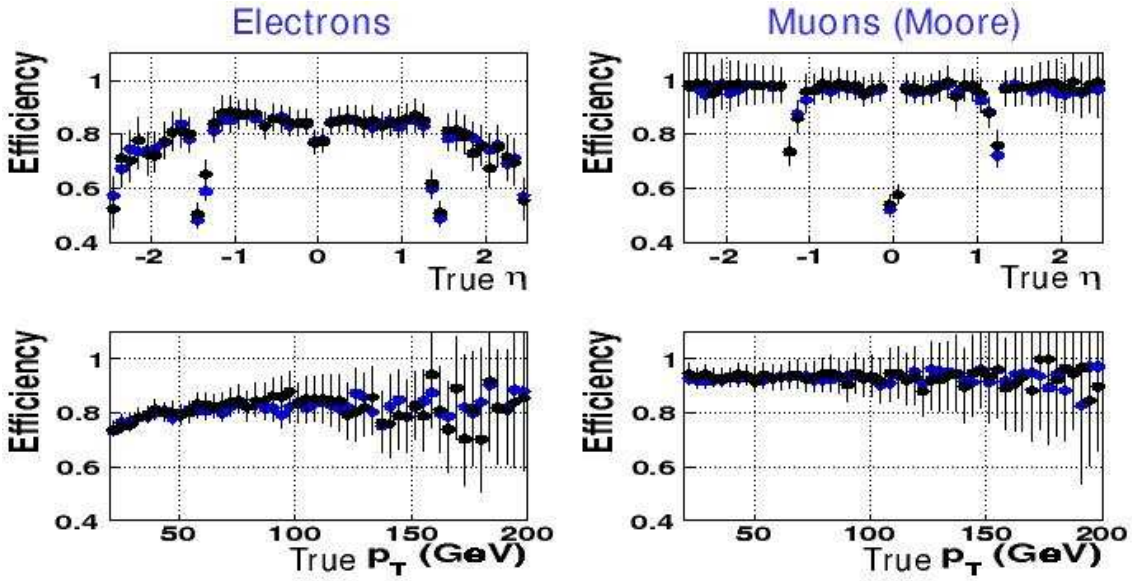


FIG. 6.3.11 – *Efficacités de reconstruction et d'identification des électrons et des muons (algorithme "Moore") énergétiques dans les événements $t\bar{t}$, en fonction de l'impulsion transverse et la pseudo-rapidité. Figure issue de [62].*

6.3.2 Identification des muons énergétiques isolés

Plusieurs algorithmes de reconstruction de muons sont développés à ATLAS selon leur impulsion. Un candidat reconstruit muon est conservé pour l'analyse s'il est isolé énergétiquement (l'énergie autour du muon dans un cône $\Delta R < 0.2$ est inférieure à 6 GeV), et s'il est associé à une trace avec une valeur de $\chi^2/ndl < 20$.

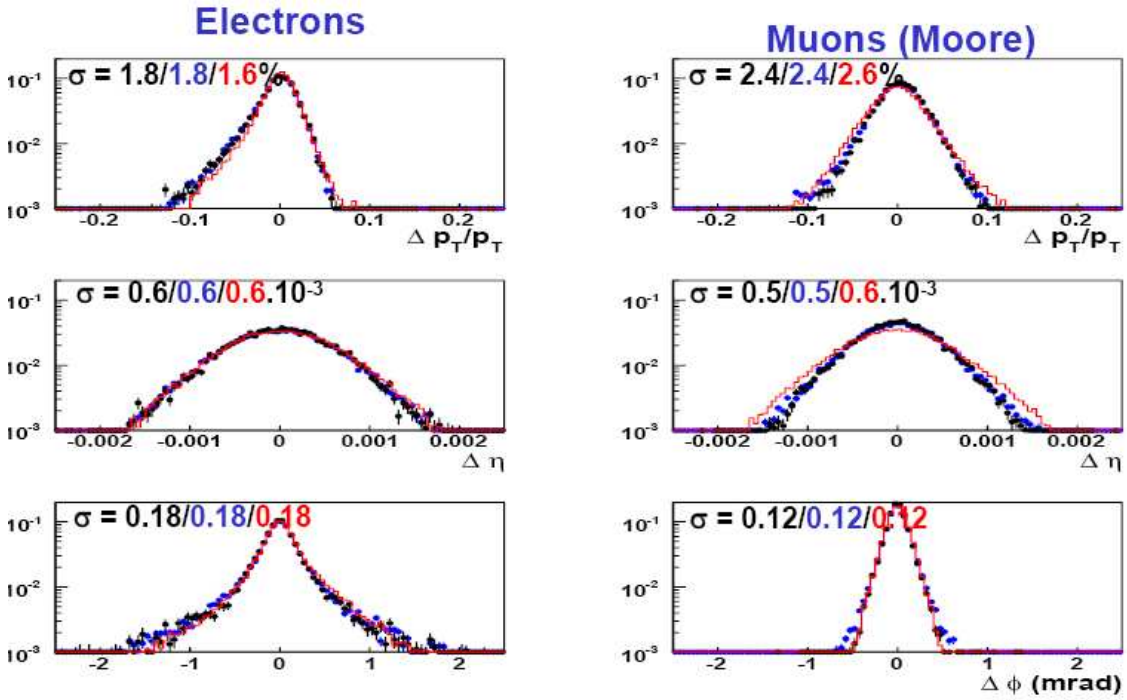


FIG. 6.3.12 – *Résolutions sur l'impulsion transverse et la direction (η et ϕ) des électrons et des muons (algorithme de Moore) de grand moment transverse ($p_T > 20$ GeV/c) et centraux ($|\eta| < 2.5$). Figure issue de [62].*

Les figures 6.3.11 et 6.3.12 montrent les performances des critères d'identification des muons. Plus de 90% des muons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c sont reconstruits. Les pertes de muons proviennent essentiellement de la couverture non hermétique des chambres à muons. La résolution en impulsion transverse des muons a été estimée à 2.4%, pour une résolution angulaire de $\Delta(\eta) \approx 0.5 \cdot 10^{-3}$ et $\Delta(\phi) \approx 0.1 \cdot 10^{-3}$ rad.

6.3.3 Identification des jets hadroniques

Les jets sélectionnés dans l'analyse sont tout d'abord reconstruits par un algorithme de cône. Ensuite sont appliquées les corrections de calibration et de recouvrement avec les électrons et les muons de l'événement. Voici le détail de cette procédure.

Les jets reconstruits dans cette analyse ont subi une recalibration en énergie selon la procédure décrite dans [63]. La figure 6.3.13 montre que la résolution sur l'énergie transverse des jets est de l'ordre de $\approx 10\%$.

Comme à DØ, les jets reconstruits peuvent aussi être des électrons ou des photons, puisque l'algorithme de reconstruction des jets ne différencie pas les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Les jets ne sont pas pris en compte s'ils sont associés ($\Delta R < 0.1$) à un électron défini auparavant et vérifiant $p_T^e > 15$ GeV/c et $|\eta^e| < 2.5$. Si un tel électron est reconstruit dans un jet avec $0.1 < \Delta R < 0.4$, on soustrait au jet la contribution de l'électron.

La présence de muons reconstruits dans les jets affecte aussi les propriétés du jet. Ainsi, il a été décidé d'ajouter au jet les contributions des muons non isolés ($p_T^\mu > 3$ GeV/c, $|\eta^\mu| < 2.5$, $\chi^2/ndl < 50$) s'ils se trouvent dans un cône $\Delta R < 0.4$ autour de l'axe du jet.

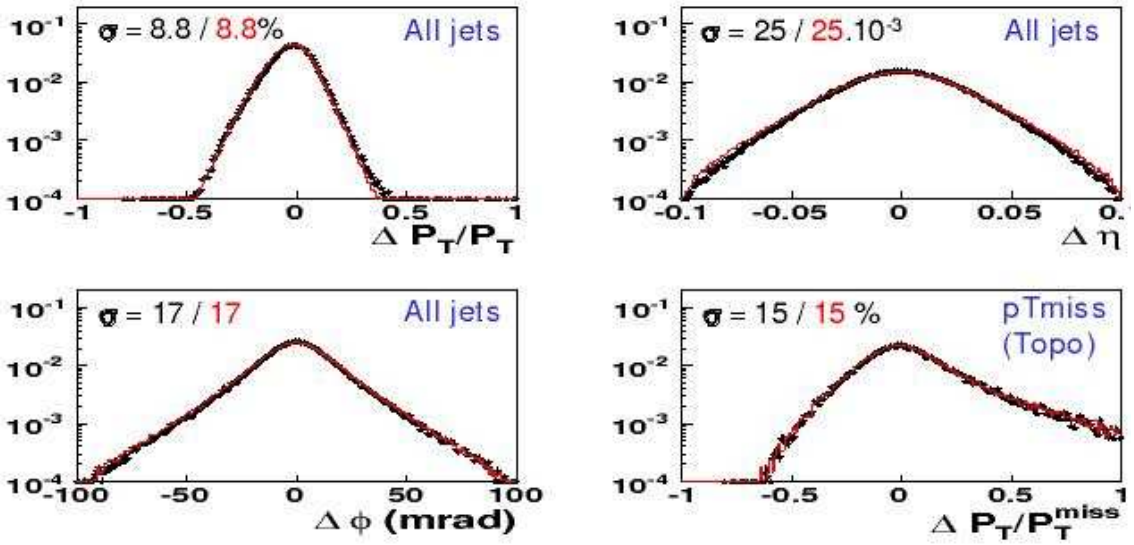


FIG. 6.3.13 – *Résolutions sur l'impulsion transverse et la direction (η et ϕ) des jets, et résolution sur l'énergie transverse manquante. Figure issue de [63].*

Toutes ces modifications de l'énergie du jet sont répercutées sur la valeur et la direction de l'énergie transverse manquante.

6.3.4 Etiquetage des jets

L'algorithme d'étiquetage des jets repose sur la combinaison de deux algorithmes basés sur la reconstruction de vertex secondaires et la significance des paramètres d'impact des traces. Le critère d'étiquetage des jets est choisi de façon à obtenir une efficacité d'identification des jets de quarks b de 60%. Ce critère conduit à des taux de rejet de 7 pour les jets de quarks c, et de 100 pour les jets de saveurs légères, comme illustré sur la figure 6.3.14.

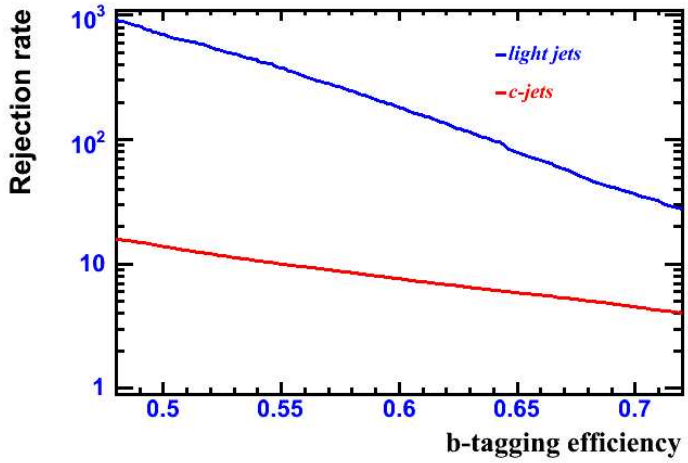


FIG. 6.3.14 – *Facteur de rejet des jets de saveur légère et de jets de quarks c en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b. Performances estimées sur des événements $t\bar{t}$.*

6.4 La simulation des événements

Deux approches de la simulation de la réponse du détecteur sont possibles à ATLAS. La première utilise une simulation complète du détecteur : l'interaction des particules avec la matière du détecteur et leurs désintégrations sont simulées avec GEANT4[64]. Les dépôts d'énergie dans le détecteur sont ensuite numérisés, et l'événement est ensuite reconstruit à l'aide du programme officiel. Ce programme définit un cadre de travail pour la génération des événements jusqu'à la reconstruction des objets physiques. La reconstruction des données réelles sera effectuée par une version similaire de ce code. Enfin, les événements reconstruits sont transcrits dans le format *AOD* (pour *"Analysis Object Data"*) qui rassemble les objets dans des *containeurs* selon leur type (particules générées, cellules calorimétriques, électrons, muons ou jets reconstruits, ...).

La seconde possibilité pour la reconstruction des objets est d'utiliser ATLFAST [65], un logiciel de simulation rapide des effets du détecteur. La grande vitesse d'exécution de ce programme en fait un outil de choix pour les analyses où un grand nombre d'événements simulés est nécessaire. Cependant, les effets fins de la simulation complète ne sont pas pris en compte. ATLFAST utilise des paramétrisations des efficacités de reconstruction et d'identification des particules et des résolutions en énergie et en position des objets reconstruits. Tous ces paramètres sont mesurés à partir de la simulation complète.

Chapitre 7

Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top

L'objet de ce chapitre est la préparation aux mesures de section efficace de production de paires de quarks top dans l'expérience ATLAS, qui devrait démarrer en 2008. Au LHC comme au TeVatron, la production de quarks top en paires constitue un signal rare par rapport à l'ensemble des processus issus des collisions inélastiques pp. Cependant, l'énergie des collisions de 14 TeV dans le centre de masse, 7 fois plus élevée qu'au TeVatron, tend à favoriser l'analyse, avec un accroissement significatif de la section efficace du signal attendu conjointement à une augmentation relative moindre des fonds principaux. Les sections efficaces théoriques du signal et des bruits de fonds ont été données dans la partie théorie.

Dans notre analyse, les événements $t\bar{t}$ sont recherchés dans les canaux "électron+jets" et "muon+jets", pour lesquels un des bosons W issu des quarks top se désintègre leptoniquement et l'autre hadroniquement. Bénéficiant d'un rapport signal sur bruit attendu plus favorable, il est possible d'appliquer des critères de sélection plus sévères qu'à DØ sur la topologie du signal recherché.

Après une brève description des données simulées, je présenterai les variables discriminantes utilisées dans l'analyse. Les critères de sélection sont choisis afin de minimiser l'incertitude totale sur la section efficace. Ensuite, je détaillerai la méthode de mesure de la section efficace et les principales sources d'incertitudes affectant la mesure. Enfin, je présenterai les résultats attendus en termes de sensibilités statistiques et systématiques sur la section efficace mesurée pour l'ensemble de critères de sélection donnant la meilleure sensibilité.

7.1 Description des données simulées

Tous les événements simulés sont issus des productions officielles d'ATLAS et reconstruits à l'aide du programme officiel (ATHENA version v11.0.42 [73] sauf les événements W + jets qui sont reconstruits avec la version v10.0.1).

Le signal ainsi que les autres canaux $t\bar{t}$ ont été générés par MC@NLO [66]. Les événements Z + jets ont été simulés par JIMMY [67]. Ces deux processus utilisent HERWIG pour les radiations des états initial et final, les désintégrations et l'hadronisation. La librairie TAUOLA fournit les rapports d'embranchement des leptons τ.

Les événements *single top* ont été produits par ACERMC interfacé avec PYTHIA pour les

ISR et FSR, les désintégrations et l'hadronisation. Pour tous les processus, les fonctions de distributions partoniques utilisées sont CTEQ6M [8].

Pour les fonds W + jets, le générateur ALPGEN a été utilisé pour produire les processus $W + 4$ partons. Les multiplicités supérieures proviennent des radiations des états initial et final, modélisées par PYTHIA. Pour les événements W + 3 jets, la section efficace est renormalisée à partir du rapport entre les sections efficaces σ(W + 3 jets)/σ(W + 4 jets) données par ALPGEN. Cette procédure néglige les contributions des processus de multiplicités inférieures. Cette hypothèse est valable si les seuils de sélection en impulsion transverse sur les jets sont suffisamment élevés, ce qui est le cas de cette analyse.

Les deux approches de simulation (rapide ou complète) sont utilisées dans l'analyse. Les performances de la sélection du signal et des fonds sont estimées sur la simulation complète. Les incertitudes systématiques relatives à la connaissance du détecteur sont évaluées sur la simulation complète alors que les incertitudes systématiques d'ordre théorique sont évaluées sur la simulation rapide.

7.2 Sélection des événements $t\bar{t}$

Comme à DØ, notre signal est constitué par des paires de quarks top dont l'un se désintègre en W leptonique et l'autre en jets. Les événements $t\bar{t}$ recherchés sont donc caractérisés par la présence d'un lepton isolé et de grande impulsion transverse, d'une grande énergie transverse manquante, de quatre jets de grande impulsion transverse dont deux jets issus de la fragmentation et l'hadronisation de quarks b. Les processus du Modèle Standard qui peuvent avoir la même signature que notre signal sont les mêmes au LHC et au TeVatron.

Cependant, les sections efficaces théoriques et les propriétes cinématiques du signal et des fonds sont différentes. Ces comparaisons se trouvent dans la partie 1.3.1.2. En particulier, la section efficace $t\bar{t}$ est environ cent fois plus grande au LHC qu'au TeVatron, et le rapport entre les sections efficaces du signal et du bruit de fond W + jets est dix fois plus grand. Ces gains en statistique et en pureté permettent d'appliquer des critères plus sélectifs sur le signal.

L'incertitude commune à toutes les analyses ATLAS est le niveau des fonds multijets. Ces processus, décrits dans le paragraphe 1.3.2, sont difficiles à simuler proprement. De plus, les taux de rejets de ces fonds dans cette analyse sont de l'ordre de 10^7, ce qui nécessite une statistique équivalente, impossible à générer en pratique. Pour limiter les incertitudes liées au niveau de ces fonds, les seuils en énergie sur tous les objets reconstruits ont été augmentés par rapport à DØ et correspondent aux conditions des collisions au LHC.

Afin de différencier les événements $t\bar{t}$ semileptoniques e + jets ou μ + jets des différents fonds, trois niveaux de sélection ont été mis en place :

- la présélection des événements (en fonction de la signature recherchée : lepton, énergie transverse manquante, jets, jets étiquetés b) permet de rejeter l'essentiel des fonds ;
- la reconstruction des bosons W leptoniques et hadroniques et des deux quarks top permet de contraindre l'événement et de discriminer le signal des fonds ne contenant pas ces particules ;

- la troisième étape consiste en une analyse discriminante multivariée qui combine plusieurs variables. Ce dernier niveau de sélection permet d'assurer un contrôle des fonds ou une réduction supplémentaire du niveau des fonds.

7.2.1 Pré-sélection des événements $t\bar{t}$

L'objectif de ces critères est de sélectionner les événements présentant l'état final recherché tout en offrant une première base de rejection des principaux fonds au signal. Ces critères peuvent servir de base commune à toutes les analyses de recherche de paires de quarks top : mesure des propriétés du quark top (masse, spin charge, ...) ou mesure de l'hélicité du W issu du top par exemple.

7.2.1.1 Sélection du lepton isolé

Les leptons dans les événements $t\bar{t}$ au TeVatron ou au LHC ont des caractéristiques similaires : ils proviennent d'un boson W issu d'un quark top. Ces leptons sont isolés, centraux et de grande impulsion transverse. La sélection du lepton doit permettre de sélectionner efficacement le signal tout en rejetant les faux leptons isolés issus de mauvaises identifications de jets, et elle doit respecter les seuils de déclenchement à ATLAS, fixés à des valeurs plus élevées qu'à DØ en raison d'un plus fort taux d'occupation du détecteur.

Comme à DØ, le rejet des événements avec un deuxième lepton isolé augmente le rejet des événements $Z + \text{jets}$ et $t\bar{t} \to ll'X$, et permet d'assurer l'orthogonalité avec les analyses $t\bar{t}$ dans le canal dilepton.

Les figures 7.2.1 montrent les distributions en impulsion transverse et en pseudo-rapidité des électrons pour les événements de signal et pour les bruits de fond principaux. Elles illustrent le fait que les événements $t\bar{t}$ dans les canaux $e + \text{jets}$ ou $\mu + \text{jets}$ sont caractérisés par la présence d'un lepton énergétique et central. La distribution en impulsion transverse des leptons est très similaire dans les événements $t\bar{t}$ ou $W + \text{jets}$. Le cas des leptons τ est plus difficile à traiter : ils peuvent apparaître soit sous la forme d'un lepton ($\tau \to l\nu_l\nu_\tau$, l=e, μ), soit de jets qui peuvent être reconstruits comme des électrons. Cependant, les leptons provenant des τ sont moins énergétiques. Aucun critère de sélection visant à rejeter les leptons τ n'est appliqué.

Les critères de sélection sur le lepton sont les suivants : un seul lepton isolé doit être reconstruit (électron et muon). Il doit être de grande impulsion transverse ($p_T^l > 20$ GeV/c) et dans l'acceptance du détecteur de traces ($|\eta^l| < 2.5$).

Les efficacités de reconstruction et d'identification du lepton ont été estimées sur un lot de "vrais" leptons énergétiques issus des paires $t\bar{t}$. Le lepton est reconstruit avec une impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c et est associé au lepton généré dans un cône $\Delta R \leq 0.1$. 78% des électrons et 93% des muons sont associés à leur particule générée. Environ 55% (75%) des événements de signal dans le canal "e+jets" ("μ+jets") sont sélectionnés. Ces efficacités sont sensiblement les mêmes pour les événements $W + \text{jets}$ et *"single top"* en voie t. Elles diminuent en fonction du nombre de jets car la superposition du lepton sur les jets est plus fréquente à plus haute multiplicité.

Le taux de mauvaise identification de leptons est estimé sur des jets d'impulsion transverse supérieure à 30 GeV/c. Des facteurs de rejet de l'ordre de 5500 pour les faux électrons et 7500

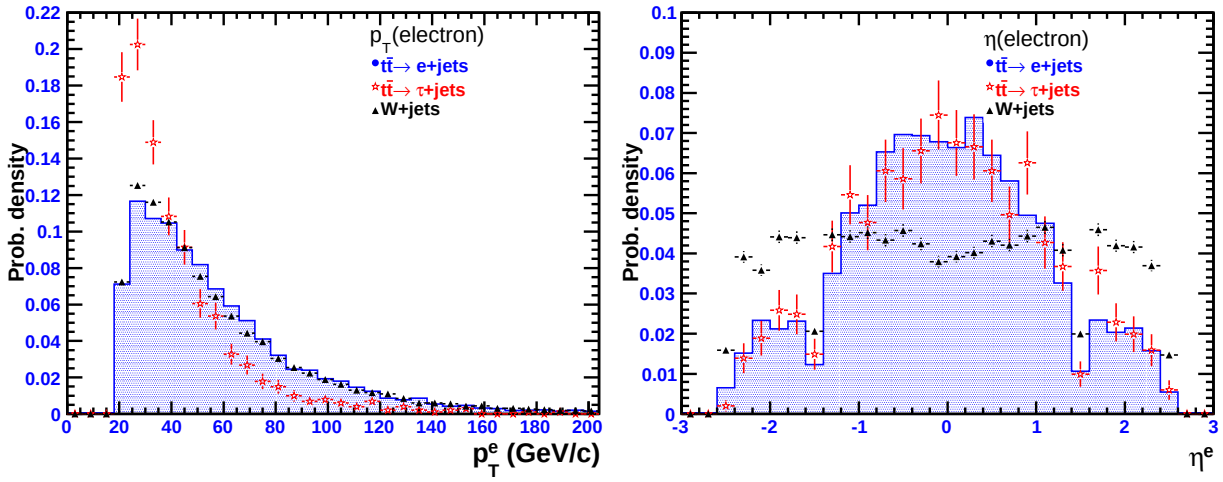


FIG. 7.2.1 – *Impulsion transverse (à gauche) et pseudo-rapidité (à droite) des électrons reconstruits pour des événements* $t\bar{t}$ *dans les canaux* $e + jets$ *et* $\tau + jets$*, et pour les fonds* $W + jets$*.*

pour les faux muons ont ainsi été estimés. Ils varient en fonction de la multiplicité en jets de l'événement, et dépendent des caractéristiques cinématiques et topologiques des événements multijets. Ils dépendent aussi des performances réelles des détecteurs et des algorithmes de reconstruction.

7.2.1.2 Sélection des jets hadroniques

Comme au TeVatron, les jets issus des événements $t\bar{t}$ sont majoritairement centraux et énergétiques, à la différence de ceux provenant des événements W + jets et multijets. Cependant, l'énergie disponible dans la collision est plus élevée au LHC. Cela se traduit par des jets plus énergétiques dans les événements $t\bar{t}$ que dans les événements W + jets.

La sélection des jets doit satisfaire aux contraintes suivantes. Elle doit permettre de sélectionner efficacement le signal tout en rejetant les fonds. Tous les bruits de fond aux événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par une multiplicité moyenne en jets plus faible et par des jets moins énergétiques. La sélection des jets doit également permettre de minimiser les incertitudes liées au niveau des fonds multijets, dont la section efficace décroît en fonction de l'impulsion transverse des jets produits. Enfin, comme pour la sélection du lepton, la sélection des jets doit respecter les seuils de déclenchement à ATLAS, plus élevés qu'à DØ en raison d'un plus fort taux d'occupation du détecteur.

Les figures 7.2.2 montrent les distributions en impulsion transverse des jets de plus grande impulsion transverse. Les distributions pour le signal et les fonds principaux recouvrent une même gamme d'énergie transverse. Les jets sont majoritairement centraux, comme l'illustre la figure 7.2.3. Des critères sur l'impulsion transverse ($p_T^{jet} > 40$ GeV/c) et la pseudo-rapidité ($|\eta^{jet}| < 2.5$) des jets éliminent ainsi une part importante de ces fonds. La figure 7.2.4 montre la multiplicité en jets centraux et énergétiques pour les événements de signal et les bruits de fond principaux. Les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par une multiplicité supérieure à celle des événements W + jets et multijets.

Les jets sont présélectionnés s'ils sont centraux ($|\eta^{jet}| < 2.5$) et si leur impulsion transverse

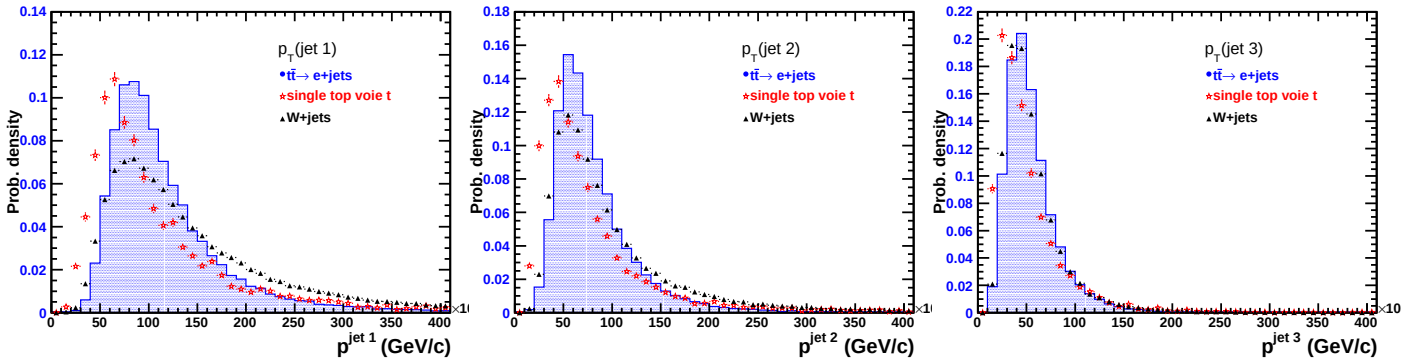


FIG. 7.2.2 – *Impulsion transverse des jets dans les événements de signal, "single top" en voie t et $W + jets$*

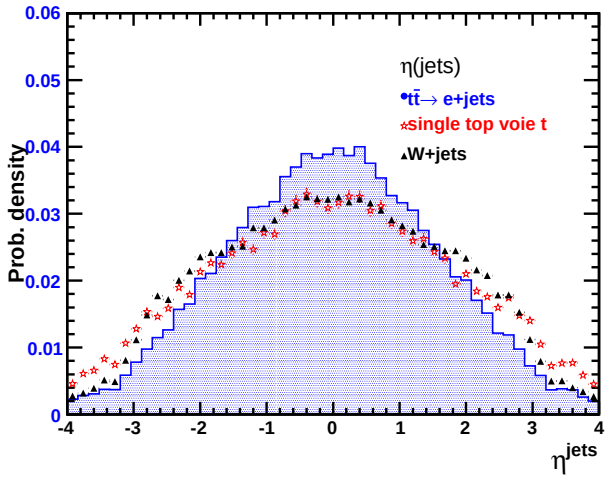


FIG. 7.2.3 – *Pseudo-rapidité des jets dans les événements de signal, "single top" en voie t et $W + jets$*

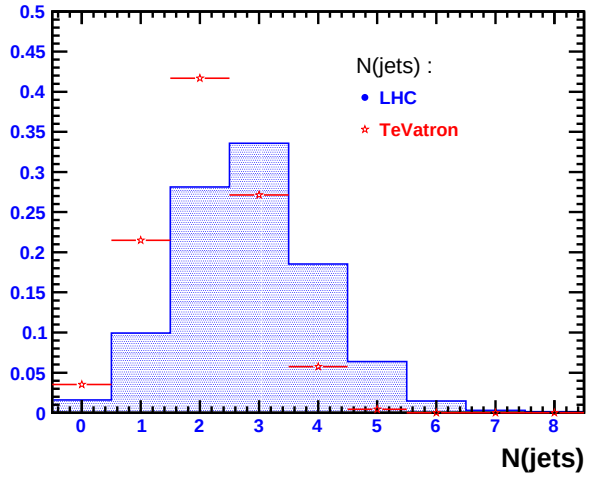


FIG. 7.2.4 – *Multiplicité en jets pour les processus $t\bar{t}$, "single top" en voie t et $W+jets$. Les critères de sélection sont $p_T^{jet} > 40\ GeV/c$ et $|\eta^{jet}| < 2.5$.*

est supérieure à 30 GeV/c. Seuls ces jets sont pris en compte pour la reconstruction complète de l'événement et pour la constitution des variables topologiques globales.

Une classification des événements par intervalle de multiplicité est alors effectuée en fonction du nombre de jets sélectionnés, c'est-à-dire centraux ($|\eta^{\text{jet}}| < 2.5$) et d'impulsion transverse supérieure à 40 GeV/c. Environ 60% des événements de signal ont au moins trois jets. C'est aussi le cas pour 30% pour les événements *"single top"* en voie t.

Les événements W + 3 jets sont traités d'une manière différente puisqu'ils étaient inexistants au moment de cette analyse. L'efficacité de sélection des événements W + 3 jets est calculée à partir des probabilités de sélection individuelles des jets dans les événements W + 4 jets. Environ 40% des événements W + 3 jets ont au moins trois jets centraux ($|\eta^{\text{jet}}| < 2.5$) et d'impulsion transverse supérieure à 40 GeV/c.

7.2.1.3 Sélection de l'énergie transverse manquante

Les événements $t\bar{t}$ recherchés sont caractérisés par la présence d'une grande énergie transverse manquante reconstruite. Cette information permet de discriminer le signal des fonds multijets essentiellement (et Z + jets dans une moindre mesure) pour lesquels l'énergie transverse manquante est engendrée principalement par des effets liés au détecteur et à la reconstruction.
Bien que les distributions de l'impulsion transverse du neutrino dans notre signal soient semblables au TeVatron et au LHC, les distributions en énergie transverse manquante sont différentes à ATLAS et à DØ. En effet, à ATLAS, les jets sont plus énergétiques et leur multiplicité est plus grande dans le signal comme dans les fonds. Ceci se traduit par une valeur moyenne en énergie transverse manquante plus élevée qu'à DØ, comme le montre la figure 7.2.5.

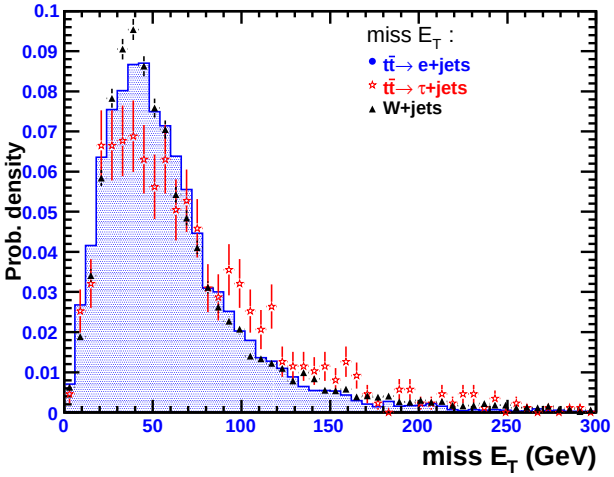


FIG. 7.2.5 – *Spectre en énergie transverse manquante reconstruite pour les événements $t\bar{t} \to e + jets$, $\tau + jets$, et $W + jets$.*

Le seuil choisi sur l'énergie transverse manquante doit satisfaire aux deux conditions contradictoires suivantes. Cette variable est très utile pour rejeter les fonds multijets, dont la connaissance est encore très approximative. Un seuil évelé permettrait de limiter la contribution des fonds multijets et des incertitudes associées. Cependant, l'objectif de l'analyse est aussi de garder un nombre important d'événements $t\bar{t}$ et donc de choisir un seuil plutôt bas en énergie transverse manquante. Pour réaliser ce compromis, le critère de sélection est : $\not{E}_T > 40$ GeV.

7.2.1.4 Sélection des jets étiquetés b

La désintégration des événements $t\bar{t}$ produit deux jets de quarks b. Comme à DØ, l'identification des jets beaux permet de réduire les fonds multijets, W + jets et Z + jets, dont les contributions dominantes dans ces processus sont les jets de saveurs légères. Conjoitement avec l'amélioration du rapport signal sur bruit, les critères sur l'étiquetage des jets b permettent de diminuer l'effet des incertitudes systématiques, relativement élevées dans le cas de ces processus multijets, W + jets et Z + jets.

Contrairement à DØ, l'algorithme utilisé à ATLAS pour étiqueter les jets b repose sur les traces associées au jet, et non sur la présence d'un lepton dans le jet. On s'attend donc à un niveau des fonds Z + jets plus faible que dans l'analyse présentée avec DØ, puisqu'alors les jets étaient principalement étiquetés à cause de leur superposition avec un lepton provenant du Z.

Les jets étiquetés b satisfont aux critères de sélection des jets ($p_T^{jet} > 40$ GeV/c) et sont dans l'acceptance des détecteurs de traces et de vertex ($|\eta^{jet}| < 2.5$). Les événements $t\bar{t}$ ont en moyenne 0.69 jet identifié b, contre 0.075 et 0.52 dans les événements W + jets et *"single top"* en voie t, comme illustré par la figure 7.2.6. Dans les événements $t\bar{t}$, la moitié des jets les plus énergétiques proviennent des quarks b.

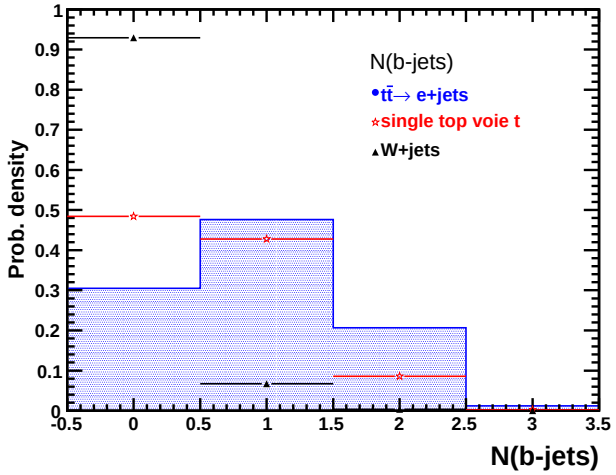


FIG. 7.2.6 – *Nombre de jets sélectionnés ($p_T^{jet} > 40$ GeV/c, $|\eta^{jet}| < 2.5$) et étiquetés b dans les événements $t\bar{t}$, "single top" en voie t et W + jets.*

Les événements ayant trois jets étiquetés b ne sont pas utilisés dans cette analyse pour les raisons suivantes. Ce troisième jet identifié b provient soit d'un mauvais étiquetage, soit d'un quark b issu des contributions des ordres supérieurs et des radiations dans l'état initial ou final. Dans cette analyse, on souhaite être le plus indépendant possible de ces effets afin de réduire les incertitudes systématiques associées. De plus, l'utilisation de ces événements augmente les incertitudes liées au nombre de combinaisons possibles pour la reconstruction des deux quarks top. Enfin, ils représentent une faible proportion ($\approx 2\%$) des événements $t\bar{t}$, donc la perte d'efficacité est faible.

7.2.2 Reconstruction et sélection des bosons W

Contrairement à DØ, la statistique est encore suffisante pour pouvoir appliquer des critères de sélection supplémentaires et augmenter le rapport signal sur bruit. L'objectif est maintenant de diminuer les incertitudes systématiques liées à la connaissance des fonds. Ces nouveaux critères

de sélection portent sur la reconstruction et la sélection d'un boson W leptonique et d'un boson W hadronique, de façon à rejeter en partie les processus multijets, Z+jets et W+jets et *"single top"* en voie t.

7.2.2.1 Sélection des événements contenant un boson W leptonique

Le but de cette sélection est de reconstruire les caractéristiques cinématiques du neutrino dans l'événement. A partir de l'information sur l'énergie transverse manquante et de la contrainte sur la masse {lepton+neutrino} il est possible de connaître toutes les composantes de l'impulsion du neutrino.

Afin de reconstruire le quadri-vecteur du neutrino, l'énergie transverse manquante est identifiée à l'impulsion transverse du neutrino : $\mathrm{p_x^\nu} = \not{E}_\mathrm{x}$ et $\mathrm{p_y^\nu} = \not{E}_\mathrm{y}$. L'impulsion longitudinale du neutrino $\mathrm{p_z^\nu}$ est en revanche inconnue. En posant $\mathrm{m^{l\nu}} = \mathrm{m_W^{PDG}}$ et $\mathrm{m^e} = \mathrm{m^\nu} = 0$ GeV/c, $\mathrm{p_z^\nu}$ est solution d'une équation du second degré dont les solutions sont données par :

$$p_z^{\nu\pm} = \frac{p_z^l A \pm E^l \sqrt{(A - p_T^l \not{E}_T)(A + p_T^l \not{E}_T)}}{p_T^{l2}}$$

avec $\mathrm{A} = \frac{\mathrm{m_W^2}}{2} + \mathrm{p_x^l}\,\not{E}_\mathrm{x} + \mathrm{p_y^l}\,\not{E}_\mathrm{y}$.

Dans les cas où les deux solutions ont réelles, il faut définir un ensemble de critères permettant de trouver la bonne association. La méthode utilisée dans cette analyse consiste à prendre la solution de plus petite valeur absolue. Le choix de cette méthode est motivé par ses performances et sa sensibilité aux incertitudes systématiques. Dans 63% des cas, la valeur de $\mathrm{p_z^\nu}$ considérée est la plus proche géométriquement de l'impulsion longitudinale véritable du neutrino.

Dans le cas où les solutions sont imaginaires, on considère que l'énergie transverse manquante mesurée n'est pas l'impulsion transverse réelle du neutrino. Environ 30% des événements $\mathrm{t\bar{t}}$ n'ont pas de solution réelle pour $\mathrm{p_z^\nu}$. Les effets de la reconstruction, visibles sur la figure 7.2.8, entraînent une résolution sur la masse transverse du W, pour $m_{l\nu} > m_W^{PDG}$, très supérieure à la largeur intrinsèque du W (de l'ordre de 2 GeV [3]). Un facteur de calibration SF^ν est appliqué à l'énergie transverse manquante mesurée. Il est calculé de façon à obtenir une solution réelle pour $\mathrm{p_z^\nu}$:

$$SF^\nu = \frac{1}{2}\frac{m_W^2}{p_T^l \not{E}_T - p_x^l \not{p}_x - p_y^l \not{p}_y}$$

La figure 7.2.7 montre la séparation angulaire ΔR entre le boson W reconstruit et généré. 26% des bosons reconstruits sont situés dans un cône $\Delta\mathrm{R} < 0.2$ autour du W généré. Par contre 18% des bosons W sont reconstruits loin de leur vraie direction, au-delà de $\Delta\mathrm{R} > 1.0$. Les problèmes liés à la reconstruction et au choix de l'impulsion longitudinale du neutrino ont donné lieu au développement de plusieurs méthodes. L'annexe F décrit et compare quelques méthodes permettant de choisir entre les différentes solutions.

La méthode présentée ci-dessus est basée sur des hypothèses fortes, qui impliquent des incertitudes sur la connaissance de l'impulsion du neutrino. La reconstruction du quadri-vecteur du neutrino néglige les effets du détecteur, de la reconstruction et des mauvaises identifications des objets. Elle néglige également la présence de neutrinos supplémentaires provenant de jets de saveurs lourdes ou de leptons τ. Ces trois effets peuvent être évalués sur la distribution en impulsion transverse du boson W reconstruit, comme le montre la figure 7.2.8. L'effet des neutrinos

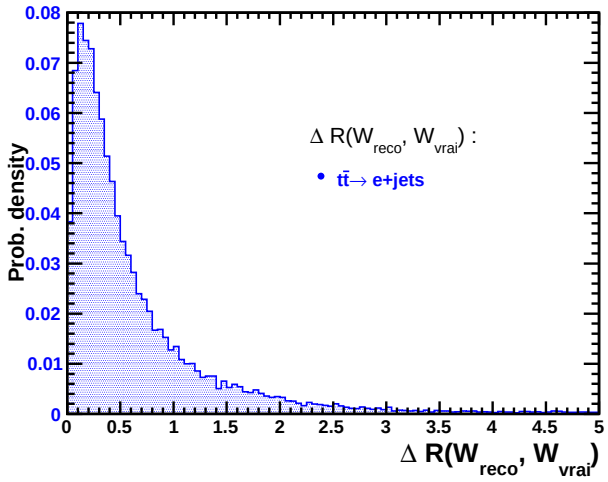


FIG. 7.2.7 – *Distance ΔR entre le boson W leptonique reconstruit et généré.*

supplémentaires est visible à basse masse transverse reconstruite. L'ouverture azimutale entre l'impulsion du lepton et l'impulsion totale des neutrinos devient plus faible, ce qui a pour effet de diminuer la masse transverse du W reconstruit. Les effets du détecteur et de la reconstruction sont visibles à haute masse transverse : la largeur de la distribution pour $m_T^{l\nu} > m_W$ est liée à la largeur intrinsèque du W ($\Gamma_W \approx 2$ GeV) et à la résolution sur l'énergie transverse manquante, qui est l'effet dominant.

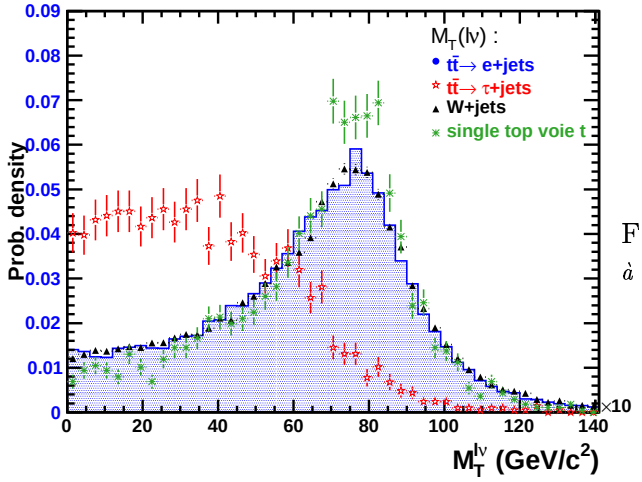


FIG. 7.2.8 – *Masse transverse du boson W reconstruit à partir de ses désintégrations leptoniques.*

7.2.2.2 Sélection des événements contenant un boson W hadronique

Le boson W hadronique est reconstruit en choisissant la meilleure combinaison de jets présélectionnés ($p_T^{jet} > 30$ GeV/c, $|\eta^{jet}| < 2.5$) et explicitement non étiquetés b. La combinaison de jets donnant une masse la plus proche de celle du W est gardée. L'événement est sélectionné si la masse du W reconstruite est dans l'intervalle $m_W \pm 30$ GeV/c^2.

Les directions entre le W hadronique reconstruit et généré ont été comparées et leur distance en ΔR est illustrée sur la figure 7.2.9. Environ 30% des bosons reconstruits sont situés dans un cône $\Delta R < 0.2$ autour du W généré. Par contre 24% des bosons W sont reconstruits loin de leur vraie direction, au-delà de $\Delta R > 1.0$.

La figure 7.2.10 montre la distribution en masse invariante di-jets pour plusieurs multiplicités

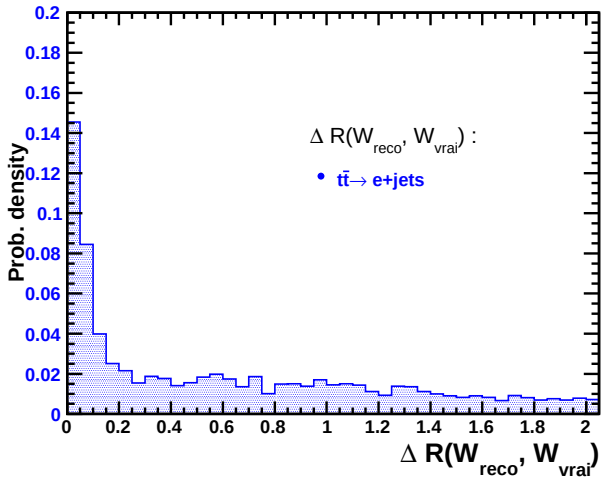


FIG. 7.2.9 – *Distance ΔR entre le boson W hadronique reconstruit et généré.*

en jets. L'effet du nombre de combinaisons possibles sur la largeur du W reconstruit est clairement visible. La reconstruction de candidats W de masse supérieure à $\approx$100 GeV/c^2 dans les événements $t\bar{t}$ signifie que au moins un des deux jets provenant du W ne satisfait pas aux critères de présélection des jets. En effet, un quark issu du W peut rayonner un gluon énergétique. Le quark et le gluon sont alors reconstruits sous la forme de deux jets moins énergétiques et ne satisfont pas aux critères de présélection des jets. De plus, la désintégration du W, sous l'effet de son propre boost, peut produire un quark peu énergétique.

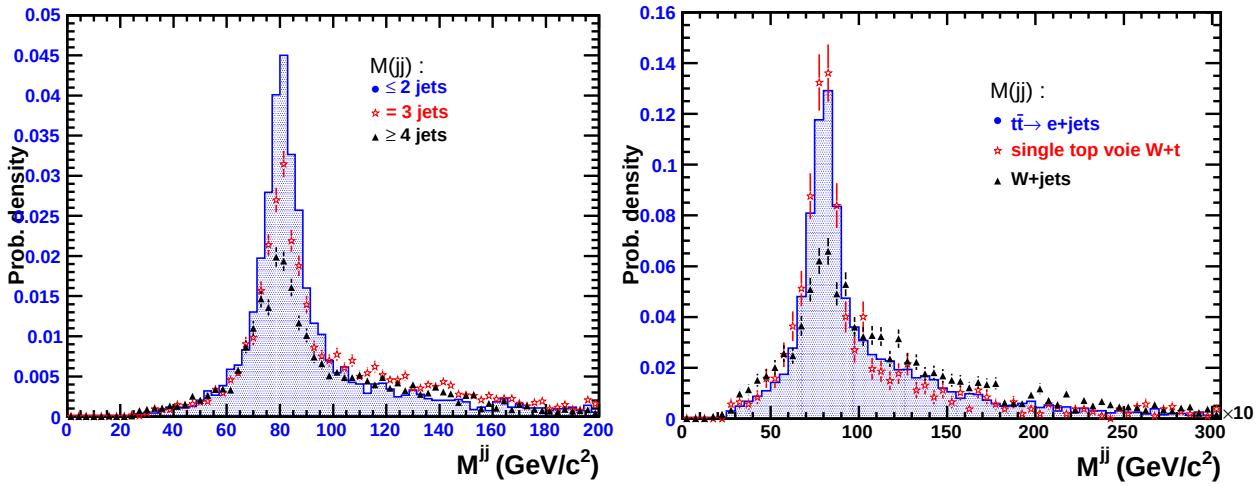


FIG. 7.2.10 – *A gauche, masse invariante pour deux jets présélectionnés en fonction du nombre de jets dans les événement $t\bar{t}$. A droite, masse invariante du candidat W reconstruit dans les événements $W+jets$ et "single top" en voie t*

7.2.3 Variables topologiques globales

A ce niveau de la sélection, le rapport signal sur bruit est $S/B \approx 6$ pour les événements avec exactement un jet étiqueté b et $S/B \approx 20$ pour les événements doublement étiquetés b. La sensibilité statistique $\sqrt{S+B}/S$ est encore faible, de l'ordre de 2.4% pour 100 pb^{-1}. Ainsi, il est possible d'appliquer des critères de sélection pour améliorer la séparation du signal et des fonds. La sélection se poursuit donc par une analyse discriminante multivariée, basée sur des variables topologiques globales.

L'utilisation de variables topologiques globales permet d'assurer un contrôle supplémentaire des bruits de fond. Elle sont choisies selon leur pouvoir discriminant, et leur faible sensibilité aux erreurs systématiques liées à la reconstruction (étalonnage des jets) et à l'identification des objets (étiquetage des jets b).

7.2.3.1 Description des variables topologiques globales

En général, les variables topologiques globales, sont indépendantes de la nature des objets. Il est parfois avantageux d'écarter les objets communs à tous les processus considérés (ici le lepton et le neutrino reconstruits) lorsqu'ils ont les mêmes propriétés cinématiques.
Dans toute cette partie les variables topologiques ont été construites uniquement avec les jets présélectionnés, auxquels on ajoute parfois les leptons et le neutrino reconstruit. Dans ce dernier cas, les variables globales sont qualifiées de "totales".

Chaque variable est décrite succintement et illustrée pour le signal et les principaux bruits de fond pour des événements à trois jets.

- **Masse invariante totale** (figure 7.2.11)
  Cette variable est calculée pour tous les objets sélectionnés. On remarque que les événements W + jets ont une masse invariante totale légèrement plus grande que celle des événements $t\bar{t}$.

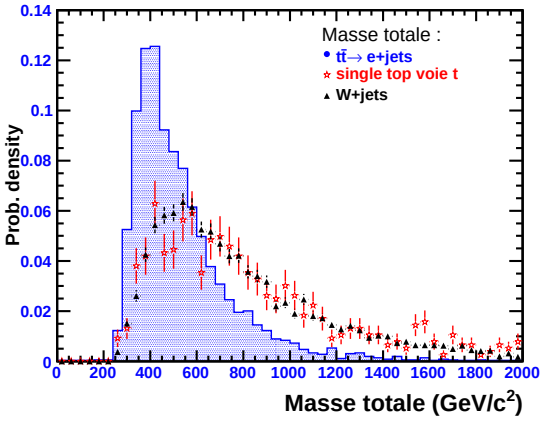


FIG. 7.2.11 – *Masse invariante totale pour des événements ayant une multiplicité en jets sélectionnés égale à trois*

- **Somme scalaire des énergies transverses des jets** (figure 7.2.12)
  Pour la construction de cette variable, il a été choisi de ne pas inclure le lepton et le neutrino reconstruit. La raison est la suivante. Le signal et les bruits de fond principaux sont caractérisés par la présence d'un vrai boson W leptonique. Les caractéristiques cinématiques des leptons dans ces événements sont voisines et apportent donc peu d'informations sur la somme scalaire de l'énergie transverse des jets.
  Ainsi, la somme scalaire des énergies transverses des jets est particulièrement discriminante puisque les jets dans les événements W + jets et *"single top"* en voie t sont de plus petite impulsion transverse.

- **Sphéricité totale** (figure 7.2.13)

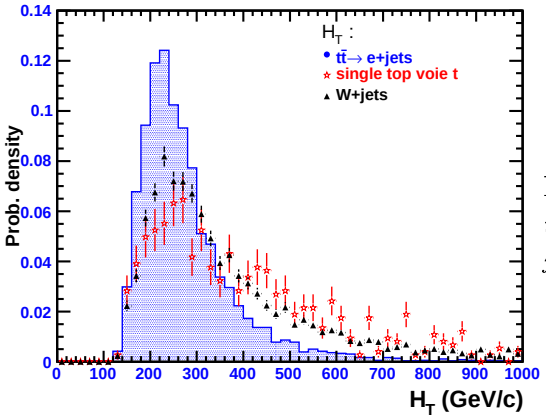


FIG. 7.2.12 – *Somme scalaire des énergies transverses des jets, pour des événements à trois jets sélectionnés.*

La sphéricité est calculée à partir du tenseur énergie-impulsion normalisé $\mathcal{M}$:

$$\mathcal{M}_{ij} = \frac{\sum_{objets} p_i p_j}{\sum_{objets} |\vec{p}|^2}$$

Ce tenseur a trois valeurs propres λ_1, λ_2, λ_3 classées dans l'ordre décroissant. La sphéricité, définie comme $S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$, quantifie l'isotropie de l'événement. On observe que les événements W + jets sont moins sphériques que les événements $t\bar{t}$.

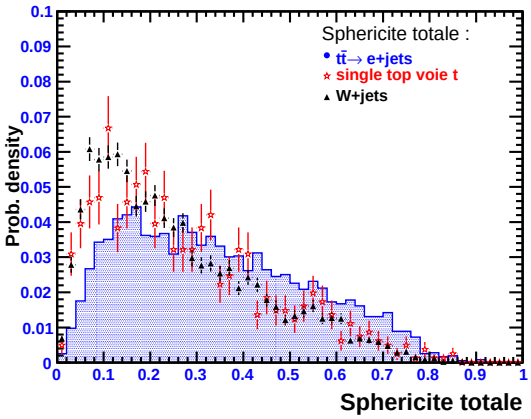


FIG. 7.2.13 – *Sphéricité totale d'événements à trois jets sélectionnés.*

- **Aplanarité totale** (figure 7.2.14)
  L'aplanarité est défine par $A = \frac{3}{2}\lambda_3$ où λ_3 est la plus petite valeur du tenseur énergie-impulsion normalisé. Elle quantifie l'écart à la forme planaire de l'événement. Cette variable est partiellement corrélée à la précédente. Les événements $t\bar{t}$ montrent un écart plus grand à la forme planaire, puisqu'ils ont tendance à être plus sphériques.

- **Centralité totale** (figure 7.2.15)
  La centralité est calculée comme le rapport de l'énergie transverse totale sur l'énergie totale des objets sélectionnés. Cet indicateur tend vers 1 pour des événements qui déposent leur énergie dans la partie centrale du détecteur. C'est le cas pour les événements $t\bar{t}$ comme le montre la figure 7.2.15.

- **Angle entre la direction de poussée totale et le faisceau** (figure 7.2.16)

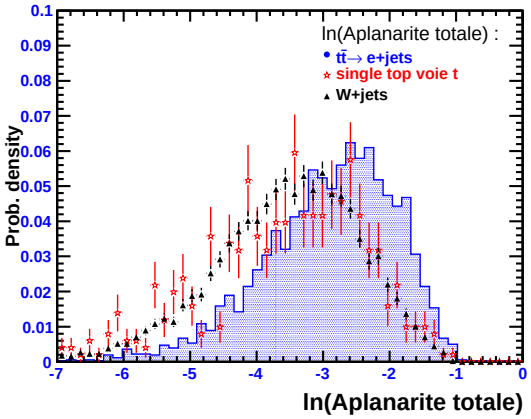


FIG. 7.2.14 – *Aplanarité totale d'événements à trois jets sélectionnés.*

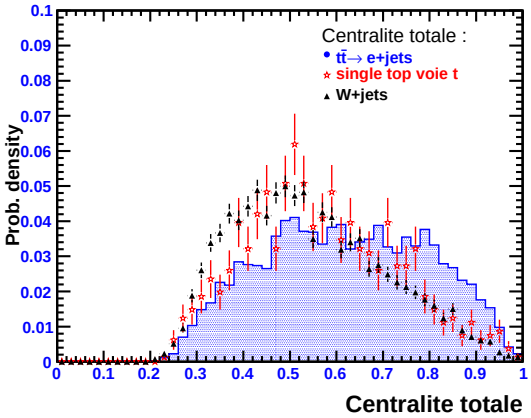


FIG. 7.2.15 – *Centralité totale pour le signal et les buits de fonds principaux, représentée pour les événements à trois jets sélectionnés.*

L'axe de poussée, ou *"Thrust"* $\vec{T}$ est définie comme la direction qui maximise la quantité :

$$\max_{|\vec{T}|=1} \frac{\sum_{objets} |\vec{p} \cdot \vec{T}|}{\sum_{objets} |\vec{p}|}$$

L'axe de poussée indique la direction privilégiée de l'événement. Il est comparé à un axe de référence, ici l'axe du faisceau. Cette variable est particulièrement discriminante puisque l'axe de poussée a tendance à être proche du faisceau pour les événements W + jets, et moins pour les paires de top.

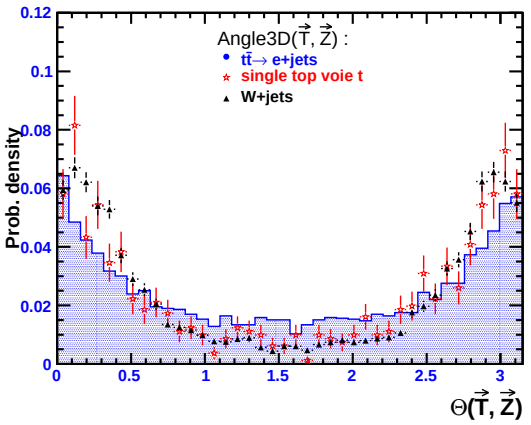


FIG. 7.2.16 – *Angle entre la direction de poussée totale $\vec{T}$ et le faisceau (axe $\vec{Z}$), pour des événements à trois jets sélectionnés.*

- **Poussée totale normalisée** (figure 7.2.17)

La poussée normalisée d'un événement est la quantité :

$$\frac{\sum_{i \in objets} |\vec{p^i} \cdot \vec{T}|}{\sum_{i \in objets} p^i}$$

où $\vec{T}$ est l'axe de poussée précédemment défini. Cette variable est proche de 1 pour des événements séparés en deux hémisphères. Ce n'est pas le cas pour les événements $t\bar{t}$ comme le montre la figure 7.2.17 puisque les produits de désintégration des quarks top diluent complètement cette information.

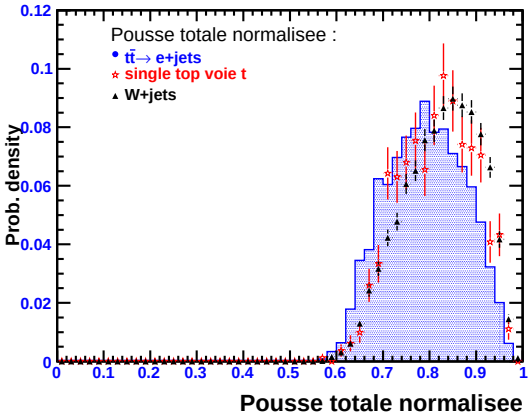


FIG. 7.2.17 – *Poussée totale normalisée, pour le signal et les fonds principaux ayant trois jets sélectionnés.*

- **Poussée minimale totale normalisée** (figure 7.2.18)
  La poussée minimale d'un événement est une autre indication de la planarité d'un événement. Elle est calculée à partir de combinaisons linéaires des différents objets de l'événement, et non pas à partir de quantités quadratiques comme l'est le tenseur énergie-impulsion.
  Un plan est formé à partir de l'axe de poussée défini ci-dessus, et d'un autre axe qui maximise la poussée dans le plan perpendiculaire au premier axe. Il caractérise le plan privilégié de l'événement. L'axe de poussée minimale $\vec{T}_{min}$ est le troisième axe du repère, et est perpendiculaire au plan précédemment défini. Enfin la poussée minimale totale normalisée est défini comme la projection des impulsions des objets sur l'axe de poussée minimale :

$$\frac{\sum_{objets} |\vec{p^i} \cdot \vec{T}_{min}|}{\sum_{objets} p^i}$$

  Les événements $t\bar{t}$ sont moins planaires, ce qui se traduit par une valeur plus élevée pour cette variable. Elle a un relativement bon pouvoir discriminant entre le signal et les fonds, malgré les corrélations importantes entre cette variable et l'aplanarité, comme l'illustre la figure 7.2.18.

Les variables présentées ci-dessus ont un pouvoir discriminant individuel relativement faible. En revanche, combinées dans une fonction de vraisemblance, elles permettent de séparer efficacement le signal des fonds.

7.2.3.2 Combinaison des variables topologiques globales

Les variables topologiques présentées ci-dessus sont combinées dans une fonction de vraisemblance. Il s'agit d'une méthode statistique qui permet de combiner efficacement plusieurs

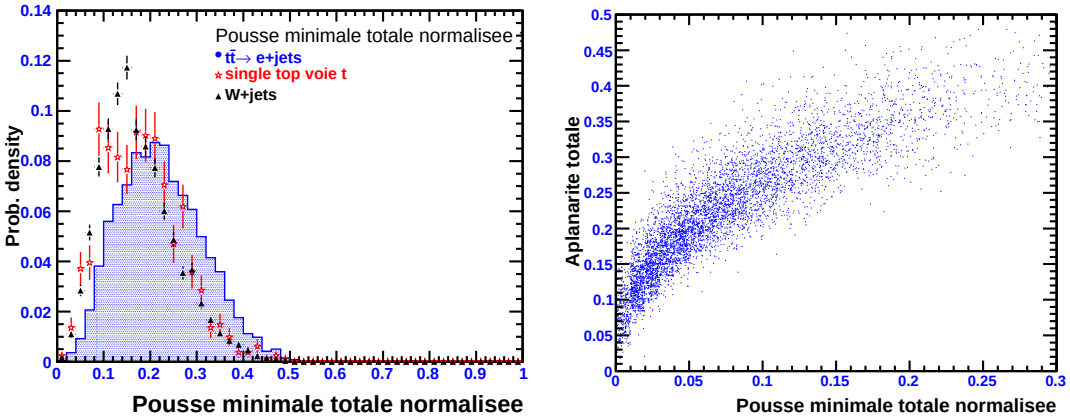


FIG. 7.2.18 – *A gauche : poussée minimale totale normalisée, pour le signal et les fonds principaux ayant trois jets sélectionnés. A droite : corrélations entre cette variable et l'aplanarité pour des événements de signal à trois jets sélectionnés.*

variables de faible pouvoir discriminant. L'événement considéré est classé comme étant soit du signal, soit du bruit de fond. La fonction de vraisemblance teste la compatibilité de chaque événement avec ces deux hypothèses.

La fonction de vraisemblance est construite comme :

$$\mathcal{L}(\vec{x}) = \frac{\mathcal{P}_{signal}(\vec{x})}{\mathcal{P}_{signal}(\vec{x}) + \mathcal{P}_{bruits}(\vec{x})}$$

Les fonctions $\mathcal{P}(\vec{x})$ sont les densités de probabilités du signal et des fonds associées aux N variables $\vec{x} = x_1, ..., x_N$ que l'on veut combiner. Si le signal ou le bruit de fond est composé de plusieurs processus indépendants, la contribution relative des processus est à prendre en compte. $\mathcal{P}(\vec{x})$ s'écrit à l'aide des abondances relatives attendues f_j de chacun des p processus :

$$\mathcal{P}(\vec{x}) = \sum_{j=1}^{p} f_j \mathcal{P}_j(\vec{x})$$

Si, de plus, les variables sont indépendantes, $\mathcal{P}(\vec{x})$ se factorise en produit des densités de probabilités individuelles :

$$\mathcal{P}_j(\vec{x}) = \prod_{i=1}^{N} \mathcal{P}_j(x_i)$$

Cette dernière hypothèse n'est pas valable en général. L'utilisation de variables corrélées a pour effet de réduire le pouvoir discriminant de la fonction de vraisemblance. Des méthodes existent pour décorréler les variables, mais elles ne sont pas utilisées ici.

En pratique, la fonction de vraisemblance est construite à partir des densités de probabilités regroupées dans des histogrammes. Ces courbes de densités sont ensuite interpolées de façon linéaire pour réduire la dépendance du nombre d'intervalles.

7.2.3.3 Sélection de la topologie globale de l'événement

Le critère de sélection sur la topologie globale de l'événement est directement appliqué au résultat de la fonction de vraisemblance. Le seuil $\mathcal{L} > 0.15$ est choisi de façon à diviser par deux

la contribution des fonds W + jets.
La fonction de vraisemblance est testée sur des événements $t\bar{t}$, W + jets et single top voie t. Les courbes de performance sont données sur la figure 7.2.19. Les valeurs de vraisemblance sont plutôt proches de 1 pour le signal et 0 pour les bruits de fond. Elles montrent que pour un taux de rejet de 50% des fonds W + jets et single top voie t, 85% des événements de signal sont sélectionnés.

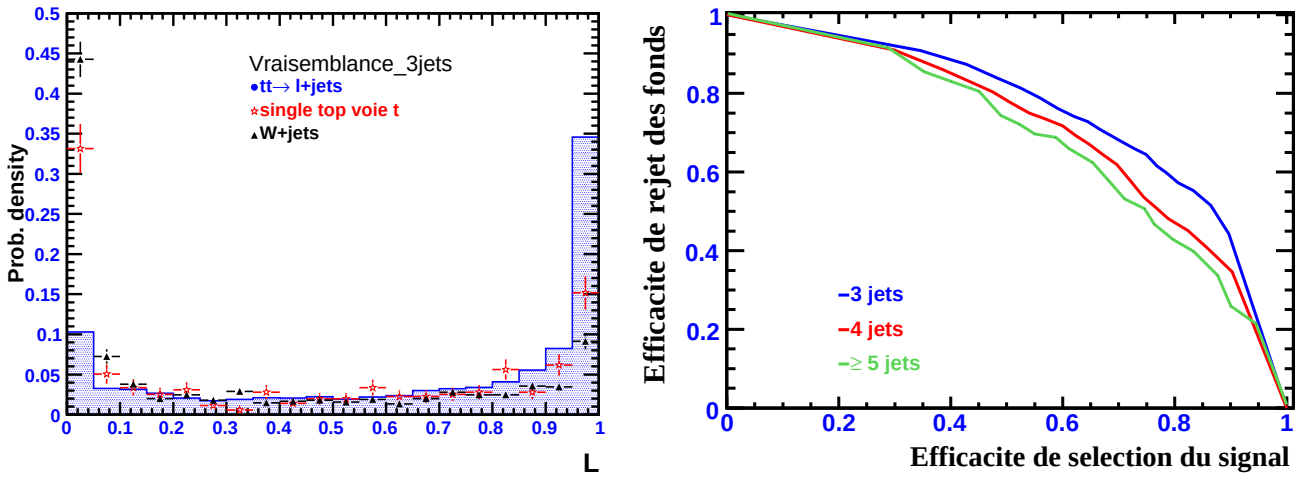


FIG. 7.2.19 – *A gauche : Distributions en vraisemblance pour les événements à trois jets pour le signal et les fonds principaux. A droite : performances du critère de vraisemblance en fonction du nombre de jets sélectionnés dans l'événement. Les importantes fluctuations statistiques sont visibles pour les événements à cinq jets et plus.*

Les performances de la fonction de vraisemblance ont été estimées sur le même lot de données qui a servi à produire les densités de probabilités. Pour vérifier que cette approche n'introduit pas de biais dans l'analyse, les lots de données ont été divisés en deux : un lot de données sert à produire les densités de probabilités, l'autre permet d'estimer les performances de la fonction de vraisemblance. Aucun biais significatif n'est constaté dans la limite des erreurs statistiques. L'approche avec la statistique complète est ainsi validée.

7.2.4 Efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$

L'objectif de cette sélection est de trouver un compromis entre la sensibilité statistique de la mesure tout en diminuant les erreurs systématiques. Dans cette analyse, les erreurs statistiques sont d'ores et déjà faibles. L'effort a donc porté sur la réduction de l'impact des incertitudes systématiques sur la section efficace mesurée. Par conséquent, le but premier des critères de sélection est d'optimiser le rapport signal sur bruit.

Dans le but, plusieurs ensemble de critères de sélection ont été considérés. Ils contiennent les critères topologiques et cinématiques détaillés auparavant, mais diffèrent sur les critères de reconstruction complète de l'événement et les critères de topologie globale. La sélection donnant la meilleure précision totale est conservée par la suite.

Ainsi, dans notre analyse, les événements sont sélectionnés si exactement un lepton (électron ou muon) isolé, de grande impulsion transverse ($p_T^l > 20$ GeV/c) et central ($|\eta^l| < 2.5$) est reconstruit ; si une énergie transverse manquante supérieure à

$\not{E}_T > 40$ GeV est mesurée ; si au moins trois jets hadroniques de grande énergie transverse $E_T^{jet} > 40$ GeV/c et centraux $|\eta^{jet}| < 2.5$ sont détectés, dont au moins un d'entre eux est identifié comme jet de b. La pureté en signal est alors améliorée en demandant la présence d'un boson W hadronique reconstruit ($m_{jj} = m_W \pm 30$ GeV/c^2). La géométrie globale de l'événement doit aussi être compatible avec celle d'un événement $t\bar{t}$: $\mathcal{L} > 0.15$.

Le tableau 7.1 résume les efficacités des critères de sélection pour le signal et les bruits de fond W + jets et *"single top"* voie t. Les nombres d'événements attendus de signal et de bruits de fond simplement et doublement étiquetés pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} sont représentés sur les figures 7.2.20 et 7.2.21. Les bruits de fond principaux sont $t\bar{t} \to \tau$ + jets, W + jets et la production faible de quarks top dans le canal t.
Le rapport signal sur bruit est de 5.6 pour les événements ayant exactement un jet identifié b, et 16 pour les événements ayant exactement deux jets identifiés b. La précision statistique, $\sqrt{S+B}/S$, vaut 5.4% pour les événements ayant exactement un jet identifié b, et 6.9% pour les événements ayant exactement deux jets identifiés b.

TAB. 7.1 – *Efficacités relatives en pour-cent pour chaque critère de sélection pour des événements de signal et les bruits de fond principaux.*

Critères de sélection	Signal $t\bar{t} \to$ l+jets	W+ $\geq$ 3 jets	*"single top"* voie t
Sélection de l'électron (muon)	55.6 (75.0)	60.0 (66.3)	54.6 (54.6)
Sélection sur $\not{E}_T$	64.8	67.3	75.5
Au moins 3 jets	60.3	41.1	30.0
1 ou 2 jets b	80.0	9.5	72.7
Sélection du W hadronique	57.0	35.8	29.0
Forme globale de l'événement	83.3	49.0	58.7

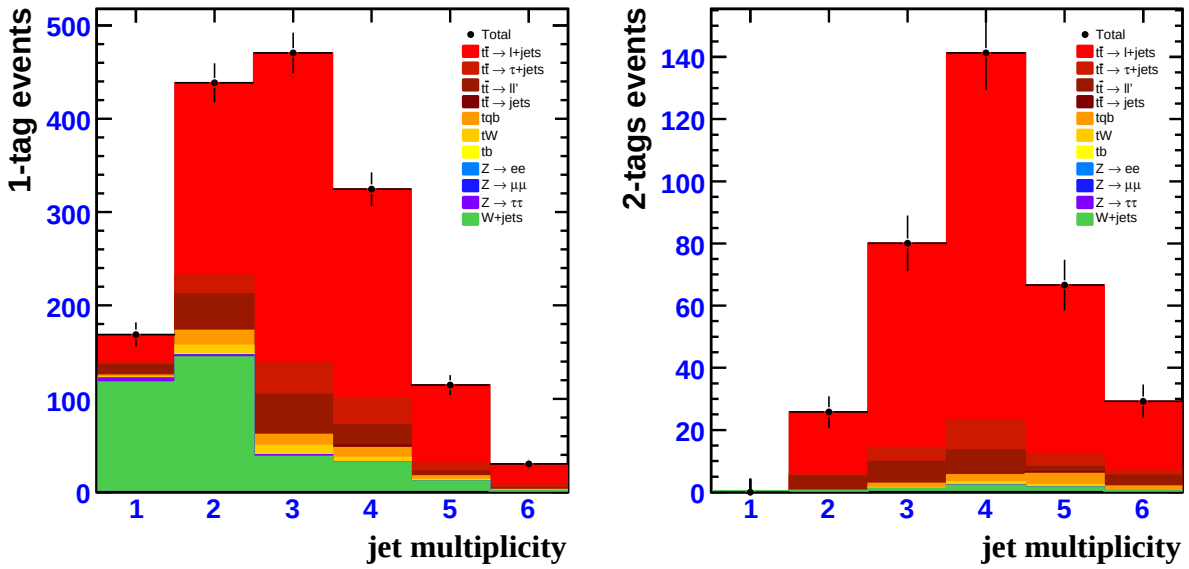


FIG. 7.2.20 – *Nombre d'événements sélectionnés dans le canal e + jets, en fonction du nombre de jets sélectionnés, avec exactement un jet étiqueté b (à gauche) et deux jets étiquetés b (à droite). Ces nombres d'événements sont normalisés à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1}. Seuls les événements ayant une multiplicité supérieure ou égale à trois sont sélectionnés. Le dernier intervalle de multiplicité est inclusif.*

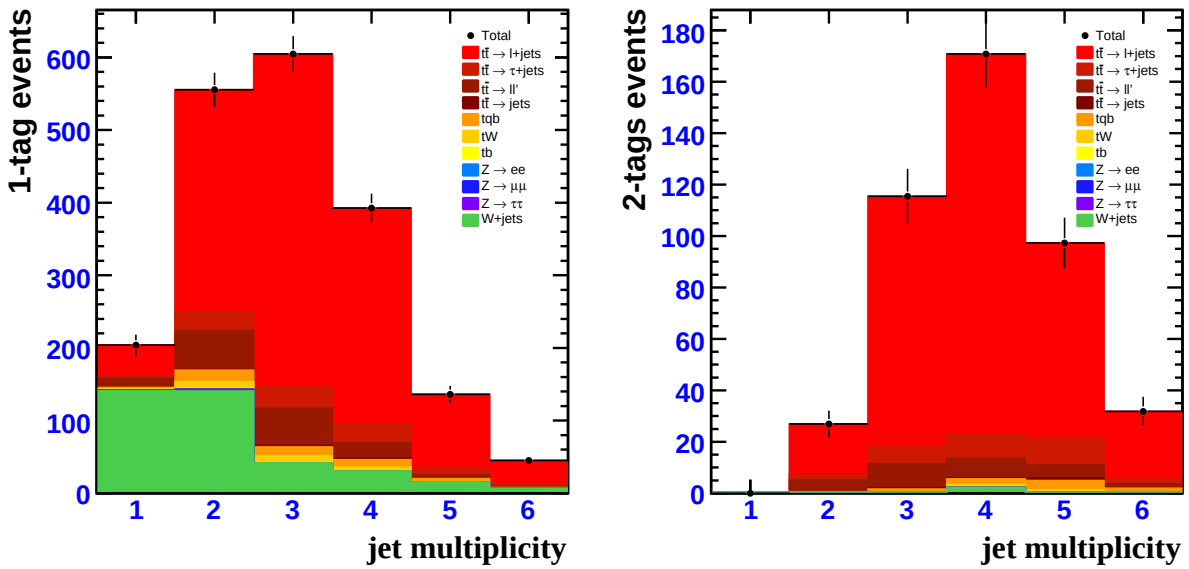


FIG. 7.2.21 – *Nombre d'événements sélectionnés dans le canal $\mu + jets$, en fonction du nombre de jets sélectionnés, avec exactement un jet étiqueté b (à gauche) et deux jets étiquetés b (à droite). Ces nombres d'événements sont normalisés à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1}. Seuls les événements ayant au moins trois jets sont comptabilisés pour l'estimation de $\sigma(t\bar{t})$. Le dernier intervalle de multiplicité est inclusif.*

7.3 Extraction de la section efficace

La procédure d'extraction de la section efficace s'inspire des méthodes développées par la collaboration DØ détaillée dans le paragraphe 5.5. La section efficace recherchée maximise une fonction de vraisemblance qui compare le nombre d'événements observés dans les données, et le nombre d'événements prédits en fonction de la section efficace du signal.

En prévision de la mesure du niveau de certains fonds sur les données réelles, les événements sont répartis en seize canaux exclusifs selon :

- le type du lepton sélectionné (électron ou muon),
- la multiplicité en jets (3, 4, 5 ou au moins 6),
- le nombre de jets étiquetés b (exactement 1 ou exactement 2).

Ensuite les résultats de ces seize canaux exclusifs sont combinés à l'aide d'une fonction de vraisemblance pour donner la section efficace du signal. Le principe de cette méthode est de trouver une section efficace $\sigma(\mathrm{t\bar{t}})$ qui prédit un nombre total d'événements sélectionnés le plus proche possible de celui observé. La fonction de vraisemblance qu'il faudra maximiser est de la forme :

$$\mathcal{L}(\sigma_{t\bar{t}}) = \prod_{canal\ e+jets,\ \mu+jets} \prod_{3,\ 4,\ 5,\ \geq 6\ jets} \prod_{1,\ 2\ jets\ b} \mathcal{F}(N^{pred}(\sigma_{t\bar{t}})|N^{obs}) \tag{7.3.1}$$

avec $\mathrm{N^{pred}}(\sigma_{\mathrm{t\bar{t}}})$ le nombre d'événements attendus qui dépend de la section efficace $\mathrm{t\bar{t}}$, et $\mathrm{N^{obs}}$ le nombre total d'événements pour $\sigma(\mathrm{t\bar{t}}) = 800$ pb. La fonction $\mathcal{F}$ suit une loi poissonienne : $\mathcal{F}(\mathrm{k|N}) = \mathrm{e^{-N}.N^{k}\ /\ k!}$.

L'effet des incertitudes systématiques et leurs corrélations entre les seize canaux d'analyse est aussi pris en compte par cette fonction de vraisemblance. Chaque source d'incertitude est étudiée

individuellement, en faisant varier son erreur de $\pm 1\sigma$ et en recalculant les efficacités de sélection du signal et des fonds. Une nouvelle section efficace maximise la probabilité de vraisemblance. La différence entre cette nouvelle valeur et la valeur centrale sans systématiques donne l'erreur associée. L'incertitude systématique totale est obtenue en ajoutant quadratiquement toutes les erreurs systématiques, détaillées dans la section suivante.

7.4 Incertitudes systématiques

Au LHC, les incertitudes systématiques vont rapidement devenir la contribution dominante sur l'erreur totale. La normalisation des fonds, les radiations dans l'état initial et final et la précision sur la masse du quark top sont les principales sources d'incertitudes théoriques. Les principales incertitudes expérimentales sont liées à la connaissance de l'étalonnage en énergie des jets, de l'identification des jets de quarks b, et à la mesure de la luminosité.

Dans le cas d'une analyse effectuée avec des données réelles, les incertitudes dues aux normalisations sur données réelles et aux éventuelles corrections entre données et simulations doivent également être prises en compte.

7.4.1 Incertitudes théoriques

7.4.1.1 Incertitudes sur la normalisation des fonds

Processus W + jets

Les incertitudes sur la section efficace des processus W + jets dépendent de la précision de calcul de l'élément de matrice (calculs *NLO*, échelles de renormalisation et de factorisation, masse des quarks lourds (b et c)), et des incertitudes liées à l'association entre un parton issu du processus dur et un jet reconstruit. Cette procédure d'association est incontournable pour générer correctement les processus de haute multiplicité.

Ne pouvant quantifier de façon précise chacun de ces effets, une incertitude globale de 20% est attribuée sur la section efficace des processus W + jets [71]. C'est l'incertitude mesurée par la collaboration DØ sur la procédure d'association entre parton généré et jet reconstruit, dominante dans les processus W + jets. Comme à DØ, la normalisation pourra se faire à partir des données réelles.

Processus $Z + jets$

La section efficace des fonds Z + jets est soumise aux mêmes incertitudes que celle des fonds W + jets. Cependant, la reconstruction du boson Z dans les données réelles pourra aider à la normalisation de ces fonds. C'est pourquoi une incertitude de 5% est attribuée à la section efficace des processus Z + jets [72]. Cette valeur est issue de l'estimation du nombre d'événements Z+ ≥ 3 jets sélectionnés attendus, dans des données correspondant à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1}.

Processus "single top"

Les incertitudes principales sur la section efficace de production faible de quarks top proviennent de la connaissance de la masse du quark top, des fonctions de distributions partoniques (des

gluons et du quark b principalement) et des échelles de renormalisation et de factorisation. Pour le canal en voie t (le bruit de fond principal parmi les trois processus *"single top"*), la section efficace est connue à 5% près [12]. Une incertitude de 5% est attribuée à la section efficace des trois processus.

7.4.1.2 Incertitudes sur les ISR et FSR

Les radiations de l'état initial modifient principalement la multiplicité en jets des événements. Les radiations de l'état final conduisent à des jets plus larges dont une partie de l'énergie est susceptible d'être rayonnée en dehors du cône de reconstruction. Cet effet entraîne alors une mauvaise mesure de l'énergie du jet pouvant conduire à son élimination de la sélection. Les radiations des états initial et final modifient le taux d'événements sélectionnés.

Pour évaluer la contribution de ces radiations sur la section efficace mesurée, les efficacités de sélection du signal et des fonds ont été comparées avec et sans ISR et FSR. Ces effets relatifs ont été estimés sur des lots d'événements de haute statistique, générés par AcerMC et reconstruits par Atlfast. L'effet sur l'efficacité de sélection du signal est calculé pour une incertitude de 10% sur α_s. Les efficacités de sélection du signal varient de $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 1.8\%$, et donc de la même quantité pour la section efficace mesurée.

Enfin, il pourraît être possible de contraindre les radiations de l'état initial à partir des données. Une méthode basée sur les radiations de gluons et de quarks dans les processus Drell-Yan et W + jets est en cours de développement à ATLAS [68].

7.4.1.3 Incertitudes sur la masse du quark top

La masse du quark top influe sur les distributions cinématiques de ses produits de désintégration (jets, lepton et neutrino). Elle modifie aussi les sections efficaces de production de quarks top en paires ou de *"single top"*, mais ces effets sont pris en compte de manière globale dans les variations des sections efficaces des fonds (Cf. paragraphe 7.4.1.1). La masse du quark top est connue actuellement avec une incertitude d'environ 2 GeV/c^2 [69]. L'erreur sur la section efficace $t\bar{t}$ est de 0.8% pour une variation 2 GeV/c^2 de la masse du quark top. Cette variation est uniquement due aux changements dans les formes des distributions cinématiques des produits de désintégrations des paires $t\bar{t}$.

7.4.2 Incertitudes expérimentales

7.4.2.1 Incertitudes sur l'échelle d'énergie des jets

Une mauvaise connaissance de l'échelle d'énergie des jets se répercute sur la classification de nos événements en fonction de leur multiplicité en jets. Ainsi, en fonction des corrections sur l'étalonnage des jets, les événements peuvent migrer d'un intervalle de multiplicité à un autre intervalle voisin, pouvant même entraîner des variations sur le nombre total d'événements sélectionnés.

L'étude a été effectuée en différenciant les corrections d'échelle d'énergie des jets de saveurs légères des jets de saveurs lourdes. Ces derniers nécessitent en effet des corrections différentes des autres puisque les processus de fragmentation et d'hadronisation sont plus durs, et aussi pour

prendre en compte les leptons dans ces jets. Les corrections sont par conséquent plus difficiles à obtenir.

Pour une variation de 1% de l'échelle d'énergie des jets de saveurs légères, la section efficace mesurée varie de $\Delta\sigma/\sigma = 1.4\%$. Un mauvais étalonnage de l'énergie des jets étiquetés b entraîne une variation de 0.51% sur la section efficace mesurée. Les différences entre ces deux valeurs sont dues aux nombres de jets étiquetés et non étiquetés dans les événements sélectionnés.

7.4.2.2 Incertitudes sur l'étiquetage des jets

La connaissance de l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b, et de mauvaise identification des jets de saveurs légères est cruciale pour la détermination du niveau de signal et des fonds. C'est pourquoi il a été choisi, pour cette mesure, de ne pas prendre en compte uniquement les événements doublement étiquetés b : les incertitudes sur la section efficace auraient alors été presque doublées par rapport aux résultats présentés ici.
Les incertitudes sur ces efficacités peuvent provenir des fluctuations statistiques dans les données et la simulations. Elles peuvent aussi provenir d'éventuels désaccords entre les données et la simulation : les incertitudes systématiques seront liées aux incertitudes sur les corrections de l'efficacité d'étiquetage à appliquer à la simulation.

Une méconnaissance relative de 5% sur l'efficacité d'étiquetage des jets b entraîne une variation sur la section efficace mesurée 3.5%. Le taux de mauvais étiquetage est plus difficile à connaître précisément puisqu'il nécessite la constitution d'un lot d'événements très pur en jets de saveurs légères. Une erreur de 10% sur ce taux implique une variation sur $\sigma(t\bar{t})$ de 1.5%.

7.4.2.3 Incertitudes sur la mesure de la luminosité

Comme à DØ, la luminosité sera mesurée à partir d'un processus physique étalon. Ces processus sont principalement les processus de diffusion inélastique pp et les processus électrofaibles (Drell-Yan et production de W). Ils permettent d'atteindre une incertitude sur la mesure de la luminosité à ATLAS d'environ 5% [70].
Une variation de 5% sur la mesure de la luminosité intégrée se répercute par une variation de 6.1% sur la section efficace mesurée. C'est l'erreur systématique la plus importante pour la mesure de la section efficace. La normalisation des fonds sur les données réelles ou la mesure de rapports de différentes sections efficaces permettra de réduire voire d'éliminer ces incertitudes.

A plus long terme (2009-2010), il est envisagé d'utiliser des processus QED ($(p+\gamma^*)+(p+\gamma^*) \to pp+\mu^+\mu^-$) et les détecteurs *"roman pots"* donnant une précision de l'ordre de 3% [70].

7.5 Sensibilité attendue pour 100 pb^{-1} et 10 fb^{-1}

La section efficace recherchée maximise une fonction de vraisemblance qui compare, dans les seize canaux orthogonaux de l'analyse, le nombre d'événements observés dans les données, et le nombre d'événements prédits en fonction de $\sigma(t\bar{t})$. Les incertitudes systématiques sont évaluées en faisant varier de $\pm 1\sigma$ chaque source d'erreur, puis en les combinant quadratiquement.

Les résultats en terme de précision statistique et d'incertitude systématique sont estimés à court terme et à moyen terme, pour des luminosités intégrées de 100 pb^{-1} et 10 fb^{-1}.

Les valeurs utilisées pour les incertitudes systématiques sont les suivantes. L'énergie des jets légers (lourds) est calibrée avec une incertitude de 2% (3%) [63]. L'efficacité d'étiquetage des jets b est connue à 5% près, et le taux de mauvais étiquetage à 10% près.
Les incertitudes sur la section efficace pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} sont résumées dans le tableau 7.2. L'incertitude due à la mesure de luminosité est la contribution principale (6.1%). Les autres incertitudes, cumulées quadratiquement, induisent une variation de 5.4% de la section efficace. Enfin, l'effet des fluctuations statistiques est de 2%.

TAB. 7.2 – *Variations de la section efficace en pb pour les différentes sources d'incertitude systématiques et statistiques pour une luminosité intégrée de* 100 pb^{-1}.

Source	$\Delta\sigma^+$(pb)	$\Delta\sigma^-$(pb)
Erreurs statistiques	14.9	-14.9
Normalisation des fonds	16.6	-15.2
Radiations des états initial et final	15.0	-14.8
Calibration des jets	24.0	-24.4
Identification des b	28.1	-26.1
Mesure de la luminosité	49.4	-47.9
Total des systématiques	64.0	-62.0

Les incertitudes sur la section efficace pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} ont aussi été estimées. Les valeurs utilisées pour les incertitudes sont les suivantes. Celles liées à la normalisation des fonds sont les mêmes que précédemment. La raison principale de ces mesures de précaution est la méconnaissance des incertitudes systématiques théoriques et expérimentales sur les sections efficaces des fonds. Par contre, dans un scénario optimiste, les incertitudes sur l'effet des radiations des états initial et final, ainsi que l'incertitude sur la masse du quark top peuvent être réduits par un facteur deux (soit 5% d'incertitude sur la mesure de α_s et 1 GeV/c^2 sur la masse du quark top). Les incertitudes expérimentales pourraient aussi être diminuées à 2% d'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets, 2% d'incertitude sur l'étiquetage des jets et 5% d'incertitude sur le taux de mauvaise identification.
Les effets de ces incertitudes sont résumés dans le tableau 7.3. L'incertitude due à la mesure de luminosité est toujours la contribution principale (3.5%). Les autres incertitudes, cumulées quadratiquement, induisent une variation de 3.2% de la section efficace. Enfin, l'effet des fluctuations statistiques est inférieure au pour-cent.

TAB. 7.3 – *Variations de la section efficace en pb pour les différentes sources d'incertitude systématiques et statistiques pour une luminosité intégrée de* 10 fb^{-1}.

Source	$\Delta\sigma^+$(pb)	$\Delta\sigma^-$(pb)
Erreurs statistiques	1.5	-1.5
Normalisation des fonds	16.6	-15.2
Radiations des états initial et final	7.5	-7.4
Calibration des jets	15.4	-15.6
Identification des b	11.5	-10.8
Mesure de la luminosité	29.8	-28.1
Total des systématiques	40.0	-37.9

7.6 Conclusion

L'analyse présentée a pour but de préparer la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top auprès du collisionneur hadronique LHC. Une sélection a été mise au point en adaptant le savoir-faire acquis au sein de la collaboration DØ.

Les événements $t\bar{t}$ sont recherchés dans le canal lepton + jets où le lepton est soit un électron soit un muon. Ce canal combine d'une part une signature relativement propre par la présence du lepton énergétique isolé, et d'autre part un rapport d'embranchement élevé (30%). Au LHC, une plus forte production d'événements $t\bar{t}$ (environ $8 \cdot 10^5$ paires $t\bar{t}$ par fb^{-1} de données) et un rapport signal sur bruit dix fois plus grand qu'au TeVatron permettent d'appliquer des critères plus sélectifs. En plus de la sélection des événements en fonction de la signature recherchée, l'analyse à ATLAS contient deux niveaux de sélection supplémentaires par rapport à l'analyse à DØ. Ils ont été choisis de façon à réduire les incertitudes systématiques sur l'évaluation du niveau des différents fonds, et les incertitudes sur la calibration des jets.

L'analyse est séparée en seize canaux exclusifs en fonction du type du lepton, de la multiplicité totale en jets et de la multiplicité en jets étiquetés b. Cette répartition sera utile en vue de l'évaluation du niveau des fonds multijets, W + jets, Z + jets sur les données réelles, selon l'expérience de la collaboration DØ. La proportion d'événements de signal et de fonds est estimée de manière indépendante dans chacun de ces canaux. La mesure de la section efficace est effectuée par la maximisation d'une fonction de vraisemblance qui combine les résultats des seize sélections. Cette fonction de vraisemblance permet aussi de tenir compte de manière naturelle des incertitudes systématiques et de leurs corrélations dans les différents canaux sur la section efficace mesurée.

Le résultat de cette analyse conduit aux incertitudes statistiques et systématiques suivantes sur $\sigma(t\bar{t})$:

$$\Delta\sigma/\sigma = 2\%(\text{stat}) \pm 7.8\%(\text{syst}) \text{ pour } \mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$$

et

$$\Delta\sigma/\sigma = 0.2\%(\text{stat}) \pm 4.8\%(\text{syst}) \text{ pour } \mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$$

pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}. Au LHC, la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top sera donc limitée très rapidement par la connaissance du détecteur et des bruits de fond. Pour réduire ces incertitudes systématiques, une approche consiste à utiliser des générateurs réalistes, et à améliorer la description du détecteur. L'autre approche consiste à utiliser directement les données pour mesurer les performances des algorithmes de reconstruction et d'identification des objets. Les dangers de cette seconde approche sont alors les biais que les données peuvent introduire dans les analyses.

La section efficace de production de quarks top par interaction forte est intéressante non seulement pour tester la QCD et le secteur électrofaible, mais elle est également sensible à la nouvelle physique à travers l'ajout de nouveaux diagrammes de production dus à des nouvelles particules, ou à l'ouverture de nouveaux canaux de désintégration du quark top. Par exemple,

l'existence de bosons de Higgs chargés dans le cadre de modèles standard non minimaux à deux doublets de Higgs pourraient modifier de façon visible la section efficace $t\bar{t}$ mesurée.

Chapitre 8

Recherche indirecte de bosons de Higgs chargés

8.1 Principe de recherche

On s'intéresse dans cette partie à la mise en évidence de bosons de Higgs chargés, prédits dans les modèles standard non minimaux à deux doublets de Higgs. Ces modèles sont décrits dans la partie théorique. La désintégration d'un quark top en bosons de Higgs chargés produit un état final différent de celui attendu dans le cadre du Modèle Standard. Expérimentalement, le nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus dans le canal "lepton + jets" varie en fonction des couplages des bosons de Higgs chargés aux particules du Modèle Standard. Ainsi deux effets vont s'ajouter : tout d'abord la disparition d'événements $t\bar{t}$ dans le canal "lepton + jets", et ensuite l'apparition d'événements $t\bar{t}$ dans un autre canal, et donc non sélectionné par l'analyse. Ces effets sont d'autant plus grands que la section efficace de production $t\bar{t}$ non Modèle Standard est importante.

Ces couplages, et donc la section efficace et la cinématique de l'état final, dépendent de deux paramètres : le rapport des valeurs des champs des deux doublets de Higgs dans le vide ($\tan\beta$), et la masse des bosons de Higgs chargés ($m_{H^\pm}$). L'étude a donc été réalisée en fonction de ces deux paramètres. $\tan\beta$ varie entre 0.2 et 100 pour des valeur de $m_{H^\pm}$ comprises entre 60 et 160 GeV/c^2. Ces plages de valeurs respectent les contraintes théoriques et les limites existantes.

Pour chaque point de l'espace des paramètres, il faut calculer le nombre total d'événements de signal $t\bar{t}$ et de bruits de fond, et le comparer à celui attendu dans le cadre du Modèle Standard uniquement. La valeur de la section efficace $t\bar{t}$ mesurée permet alors de contraindre les valeurs théoriques de $\tan\beta$ et $m_{H^\pm}$.

8.2 Description des données utilisées

Les événements $t\bar{t}$ ont été générés avec TopRex [19], en incluant les couplages des bosons de Higgs chargés avec les particules du Modèle Standard. C'est un générateur LO : les sections efficaces sont renormalisées sur la section efficace $t\bar{t}$ du Modèle Standard fournie par MC@NLO [66]. Etant donné la statistique importante à produire pour cette étude paramétrique, les événements sont reconstruits par ATLFAST [65]. Les efficacités de reconstruction et d'identification des

électrons, des muons, des taus et des jets sont ensuite normalisées sur celles obtenues sur les événements $t\bar{t}$ générés par MC@NLO et issus de la reconstruction complète.

8.3 Efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$

Les signatures des événements $t\bar{t}$ dans un modèle à deux doublets de Higgs dépendent de $\tan\beta$ et $m_{H^\pm}$. Elles sont décrites dans le chapitre théorie. Les efficacités de présélection, de sélection du signal $t\bar{t}$ et les efficacités du critère de sélection topologique sont présentées sur la figure 8.3.1.

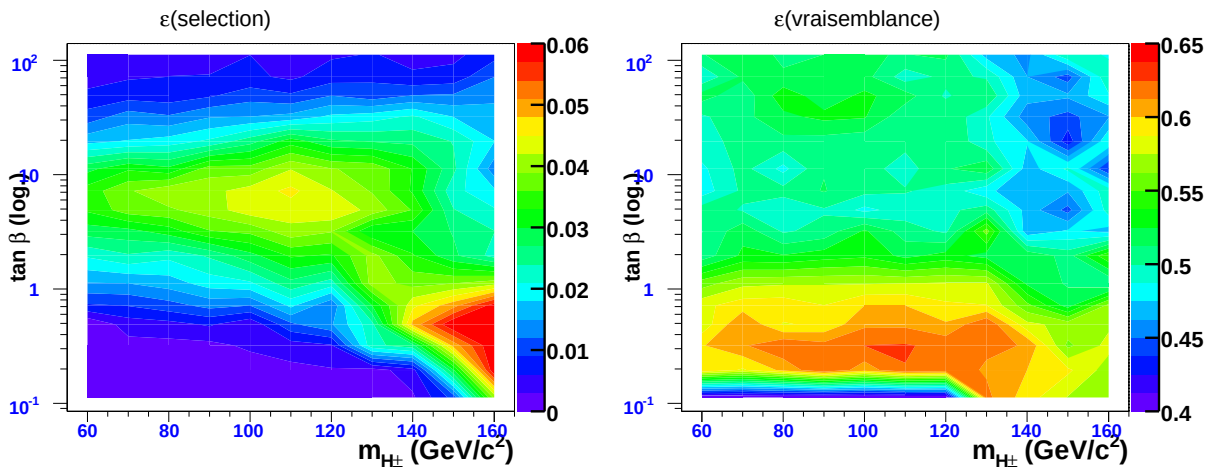


FIG. 8.3.1 – *A gauche : efficacité de sélection des événements* $t\bar{t}$ *non Modèle Standard. A droite, efficacité du critère de vraisemblance sur des événements* $t\bar{t}$ *non Modèle Standard, dans le plan* $(\tan\beta, m_{H^\pm})$.

Le plan $(\tan\beta,\ m_{H^\pm})$ peut être découpé en trois régions.

- Pour des valeurs de $\tan\beta > 1$, les bosons $H^\pm$ se désintègrent majoritairement en leptons $H^\pm \to \tau\nu_\tau$. Les canaux "τ + jets" et "dileptons" sont favorisés au détriment des canaux "lepton + jets" et "tout hadronique". La multiplicité en jets sélectionnés est également plus faible. La sélection topologique de ces événements donne des performances similaires à celles des bruits de fond $W + jets$ et *"single top"* voie t. L'efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ avec au moins un boson de Higgs chargé (autrement dit "non Modèle Standard") est d'environ 2.2%, soit quatre fois moins que celle des événements $t\bar{t}$ dans le Modèle Standard.

- Pour des valeurs de $\tan\beta < 1$ et $m_{H^\pm} < 140$ GeV/c^2, les bosons de Higgs chargés se désintègrent majoritairement en quarks $c\bar{s}$. La multiplicité en leptons des événements $t\bar{t}$ tous canaux confondus diminue, ce qui se traduit par un plus faible nombre d'événements dans le canal "lepton+jets". Par contre, la multiplicité en jets sélectionnés est plus grande : 3.13 en moyenne contre 2.85 dans le cadre du modèle Standard. Le critère de vraisemblance sélectionne mieux (entre 60 et 65%) ces événements car les propriétés cinématiques des jets issus du boson $W^\pm$ ou $H^\pm$ sont semblables. L'efficacité totale de sélection de paires $t\bar{t}$ non Modèle Standard est de l'ordre de 1%.

- Enfin, pour des valeurs de $\tan\beta < 1$ et $m_{H^\pm} > 140$ GeV/c^2 le mode de désintégration $H^\pm \to t^*b$ est dominant : la multiplicité en partons de l'état final est plus grande, avec notamment quatre quarks b. Un état final $t\bar{t}$ avec un quark top se couplant au boson $H^\pm$ pourrait être $t\bar{t} \to (H^\pm b)(W^\pm b) \to (jjb\bar{b}b)(e^\pm\nu b)$. L'efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ avec au moins un boson de Higgs chargé est la plus élevée, soit 3% environ.

Pour chacune des trois régions définies ci-dessus, les figures 8.3.2 montrent une comparaison du nombre d'événements attendus avec et sans bosons de Higgs chargés. La différence entre les nombres d'événements attendus dans le cadre du Modèle Standard et le modèle à deux doublets de Higgs est nettement visible. On observe également un décalage en multiplicité de jets entre les deux modèles.

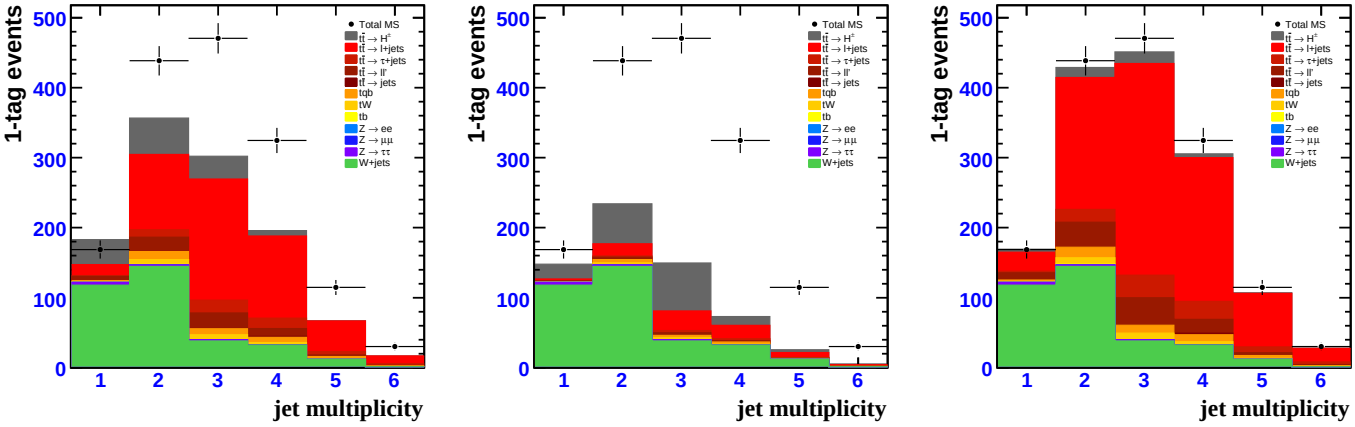


FIG. 8.3.2 – *Nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus après sélection et ayant exactement un jet étiqueté b, pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} pour trois points de l'espace des paramètres. Le nombre d'événements $t\bar{t}$ dans le cadre du Modèle Standard est représenté apparaît également. A gauche, le choix de* ($\tan\beta = 30, m_{H^\pm} = 90\ GeV/c^2$) *favorise les désintégrations $H^\pm \to \tau\nu_\tau$. Au centre, la région* ($\tan\beta = 0.5, m_{H^\pm} = 90\ GeV/c^2$) *favorise les désintégrations $H^\pm \to cs$. A droite, la région* ($\tan\beta = 0.3, m_{H^\pm} = 160\ GeV/c^2$) *favorise les désintégrations $H^\pm \to t^*b$.*

8.4 Domaines de sensibilité

Pour chaque point étudié de l'espace des paramètres on calcule, par la méthode de vraisemblance décrite dans l'analyse, la section efficace qui donne le meilleur accord entre le nombre de données observées et prédites de façon globale dans les seize canaux d'analyse. Cette section efficace, montrée ici sur la figure 8.4.3 dans le plan ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) peut être très différente. Par exemple pour $m_{H^\pm} > 120\ GeV/c^2$ et $\tan\beta \approx 7$ on estime une section efficace $t\bar{t}$ proche de celle prédite par le Modèle Standard. En revanche, pour les valeurs $\tan\beta < 1$ ou $\tan\beta > 30$, la valeur mesurée de $\sigma(t\bar{t})$ peut être très faible, de l'ordre de 100 pb.

Les déviations de ces mesures par rapport à la valeur "Modèle Standard" sont comparées aux incertitudes d'origine purement statistiques ou purement systématiques sur la figure 8.4.4. Ces résultats montrent une forte sensibilité de la mesure de $\sigma(t\bar{t})$ sur la présence de bosons de Higgs chargés. En effet, la sensibilité statistique permet d'exclure, dès 100 pb^{-1} des valeurs de

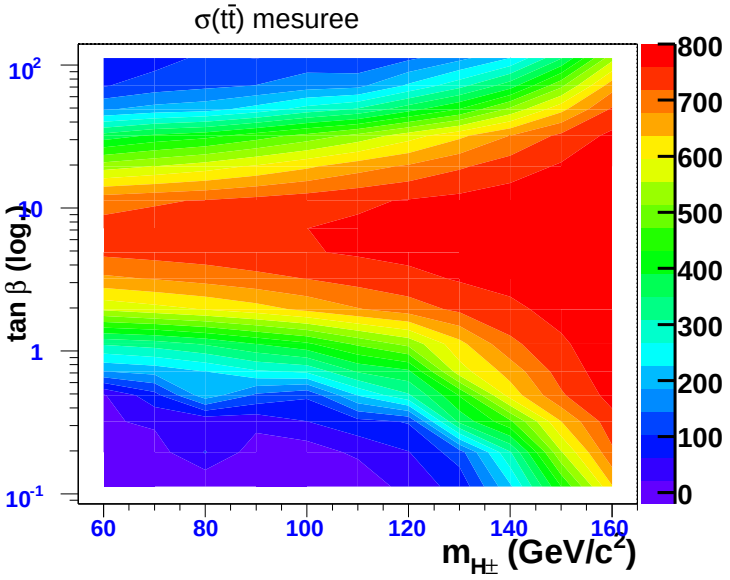


FIG. 8.4.3 – *Section efficace $\sigma(t\bar{t})$ mesurée en fonction de $\tan\beta$ et $m_{H^\pm}$. Dans le cadre du Modèle Standard, on s'attend à une valeur de 800 pb.*

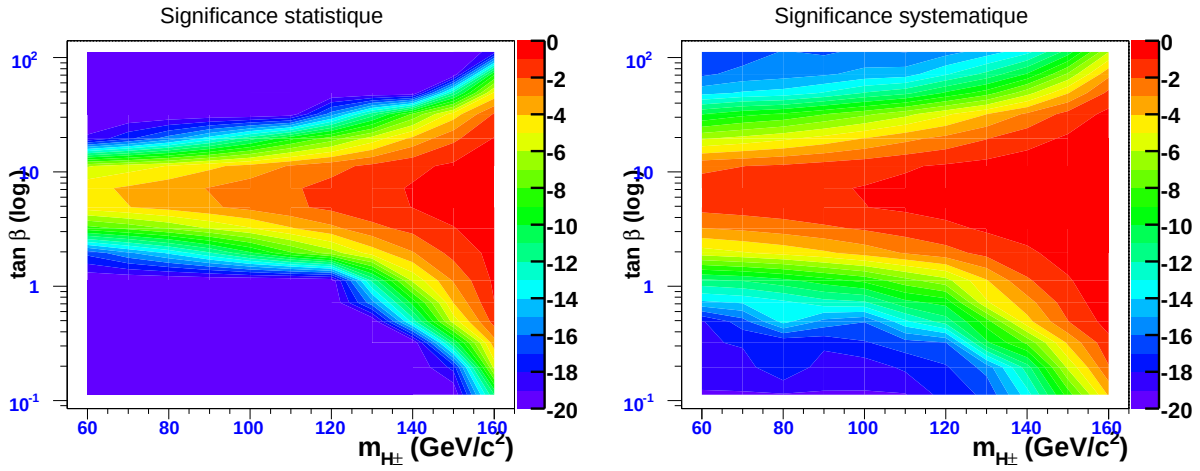


FIG. 8.4.4 – *Déviations en nombre de σ de la section efficace $t\bar{t}$ mesurée dans le plan $(\tan\beta, m_{H^\pm})$ par rapport à celle du Modèle Standard en tenant compte des incertitudes purement statistiques pour $\int \mathcal{L}dt = 100\ pb^{-1}$ (à gauche), et purement systématiques (hors incertitudes sur la luminosité et sur la section efficace $\sigma(t\bar{t})$ théorique) (à droite).*

$\tan\beta$ inférieures à 2 ou supérieures à 20 pour des faibles masses de bosons $H^{\pm}$. A plus long terme ($\int \mathcal{L}dt = 10\ fb^{-1}$), il est possible d'être sensible, à plus de 5 σ_{stat}, à des valeurs de l'espace des paramètres telles que $m_{H^{\pm}} < 160\ GeV/c^2$.

En tenant compte des incertitudes systématiques, hors luminosité, les domaines de sensibilité sont considérablement réduits. Avec une incertitude systématique globale de 5.4% sur la mesure de $\sigma(t\bar{t})$, il est possible d'être sensible à des valeurs du paramètre $\tan\beta$ inférieures à 2 ou supérieures à 20.

8.5 Conclusion

L'analyse présentée a pour but d'étudier la sensibilité de la mesure de $\sigma(t\bar{t})$ sur le présence de bosons de Higgs chargés apparaissant dans des théories à plusieurs doublets de Higgs. La désintégration d'un quark top en boson de Higgs chargé produit un état final différent de celui attendu dans le cadre du Modèle Standard. Le nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus dans le canal "lepton + jets" varie selon les couplages des bosons de Higgs chargés aux particules du Modèle Standard. Ainsi on s'attend à une diminution du nombre d'événements observés.

L'analyse est effectuée selon les deux degrés de liberté de ce nouveau cadre théorique : $\tan\beta$ et $m_{H^{\pm}}$. La sélection est identique à celle élaborée pour la mesure de $\sigma(t\bar{t})$ décrite auparavant. Pour chaque point de l'espace des paramètres, une section efficace est établie à partir du nombre d'événements $t\bar{t}$ sélectionnés.

La sensibilité statistique obtenue à court terme (100 pb^{-1}) sur le section efficace $t\bar{t}$ mesurée permet d'accéder à des valeurs de $\tan\beta$ inférieures à 2 ou supérieures à 20, et encore non exclues aujourd'hui. Avec une luminosité intégrée cent fois plus grande, la mesure de $\sigma(t\bar{t})$ pourraît être sensible à l'espace des paramètres ($\tan\beta, \mathrm{m_{H^{\pm}}} < 160\ \mathrm{GeV/c^2}$). Cependant, la connaissance du détecteur et du niveau des bruits de fond aux processus $t\bar{t}$ réduit l'espace des paramètres accessibles à la mesure. Néanmoins, il serait possible d'être sensible à des valeurs de $\tan\beta$ inférieures à 2 ou supérieures à 20 pour des bosons de Higgs chargés légers ($\mathrm{m_{H^{\pm}}} < 140\ \mathrm{GeV/c^2}$). Il apparaît donc indispensable de réduire les incertitudes systématiques pour pouvoir effectuer des mesures de présicion. Dans cette perspective, des mesures de rapports de sections efficaces $\sigma(t\bar{t})$ dans différents canaux pourraient conduire à une meilleure sensibilité à un boson de Higgs chargé.

La section efficace de production de quarks top par interaction forte donc est intéressante pour déceler des signes de nouvelle physique. Ici, on a montré que l'ajout de nouveaux diagrammes de désintégration induit des effets visibles sur des observables du Modèle Standard.

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse concerne un test du Modèle Standard par la détermination précise d'une observable dans le secteur du quark top. La section efficace de production de quarks top en paires est en effet sensible à de nombreux paramètres du Modèle Standard. Elle permet également de déceler des signes de nouvelle physique à travers l'ajout de nouveaux diagrammes de production ou à travers des canaux supplémentaires de désintégration des quarks top.

La section efficace de production de paires de quarks top a été étudiée auprès de deux collaborations : DØ et ATLAS. L'objectif est ainsi d'acquérir des connaissances et du savoir-faire liés à l'analyse de données réelles, et de les transférer et les adapter à l'environnement du LHC et d'ATLAS. Les événements $t\bar{t}$ recherchés se caractérisent par la présence d'objets énergétiques : exactement un lepton (électron ou muon) isolé accompagné d'une grande énergie transverse manquante induite par le neutrino, au moins trois jets centraux dont un ou deux sont étiquetés b. L'étiquetage des jets b est un point important de l'analyse et de mon travail de thèse. Une spécificité des jets b mise en application dans cette thèse est leur taux important de désintégrations semi-leptoniques.

A DØ, afin d'étiqueter efficacement les jets b par électrons, les performances de la reconstruction des électrons dans les jets doivent être améliorées. Cette méthode de reconstruction, appelée "méthode de la route", est basée sur l'association de dépôts énergétiques calorimétriques situés le long de l'extrapolation de la trace de l'électron. Une étude spécifique a consisté en l'ajout des informations du détecteur de pieds-de-gerbes de l'expérience DØ, qui n'était jusqu'alors pas utilisé. Cette étude, réalisée sur des électrons mous dans les données simulées et validée sur les données réelles, a montré que ces détecteurs de pieds-de-gerbes remplissent les objectifs pour lesquels ils ont été conçus. Ces but initiaux étaient d'une part l'amélioration de la discrimination électron-pion, et d'autre part l'amélioration de la résolution en énergie du calorimètre, dégradée par la présence du solénoïde ajouté au Run II. Avec les détecteurs de pieds-de-gerbes, les performances de l'étiquetage des jets b par électrons sont proches de celles obtenues avec des muons.

L'analyse à DØ a pour but de mesurer la section efficace de production de paires de quarks top. Les événements sont collectés par le détecteur DØ et correspondent à une luminosité intégrée de 425 pb^{-1}. L'évaluation du niveau des fonds fait appel à plusieurs techniques basées sur les données réelles et la simulation. L'utilisation directe des données permet de faire face à la connaissance limitée des processus du Modèle Standard, ainsi qu'aux effets rares de la reconstruction. L'analyse finale repose sur la combinaison de quatre canaux exclusifs en fonction de la

multiplicité en jets et du lepton. La section efficace de production de quarks top en paires dans le canal "lepton+jets" est mesurée à :

$$\sigma(t\bar{t}) = 8.4^{+2.3}_{-2.0}(stat + syst) \ \pm 0.5(lumi) \ pb$$

Elle est en accord avec les prédictions théoriques du Modèle Standard. Ce résultat a été approuvé par la collaboration. Cette mesure peut bénéficier de l'augmentation de la statistique disponible, ce qui devrait permettre une réduction des incertitudes statistiques et systématiques.

A ATLAS, l'environnement hadronique plus exigeant et la méconnaissance de certains processus impliquent une problématique d'analyse différente. En adaptant le savoir-faire de l'expérience DØ, une procédure de sélection des événements $t\bar{t}$ a été mise en place. Elle a été optimisée de façon à minimiser les incertitudes systématiques théoriques et les incertitudes expérimentales. Comme à DØ, la section efficace est évaluée sur seize canaux exclusifs en fonction du lepton, de la multiplicité en jets et de la multiplicité en jets étiquetés b. Cette répartition sera utile en vue de l'évaluation du niveau des fonds sur les données réelles. Le résultat de cette analyse conduit aux incertitudes statistiques et systématiques suivantes sur $\sigma(t\bar{t})$:

$$\Delta\sigma/\sigma = 0.2\%(\text{stat}) \pm 4.8\%(\text{syst}) \text{ pour } \mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$$

Enfin, la section efficace de production de quarks top par interaction forte est sensible à l'existence de bosons de Higgs chargés. Ces derniers apparaissent dans des modèles standard non minimaux à deux doublets de Higgs. Dans le cadre de ces modèles, l'analyse paramétrique dans l'espace des paramètres a montré que la recherche d'événements $t\bar{t}$ décrite dans cette thèse permettrait d'être sensible à une grande région de l'espace des paramètres. Autrement dit, d'éventuels bosons de Higgs chargés pourraient entraîner une modification visible de la section efficace $t\bar{t}$ mesurée.

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Extrapolation des traces dans le CPS à DØ

Dans cette annexe, nous proposons de démontrer la formule d'extrapolation des traces utilisée dans la méthode de la route pour prédire la position du *cluster CPS*. Nous connaissons la direction de la trace au point de plus proche approche ϕ_{dca} et η_{dca} et les coordonnées du vertex primaire x_{PV}, y_{PV} et z_{PV}. Nous connaissons également le rayon de courbure de la trajectoire, relié à l'impulsion transverse de la particule : $\mathrm{R_c} = \frac{\mathrm{p_T}}{\mathrm{q\ B_z}}$. La pulsation de la trajectoire hélicoïdale est $\omega = \frac{|q\ B_z|}{\gamma m}$.

Il s'agit alors de calculer l'angle $\Delta\phi = \phi_{CPS} - \phi_{dca}$ entre la direction de la trace et la position azimutale du *cluster CPS*, ainsi que la distance $\Delta z = z_{CPS} - z_{PV}$ entre le vertex primaire et le *cluster CPS*. Pour simplifier les calculs, nous nous plaçons dans le repère (Oxy) tel que l'axe (Ox) soit confondu avec la direction de la trace au point de plus proche approche : $\phi_{dca} = 0$ par définition.

Nous rapelons les hypothèses de ces calculs :

- Les traces ont une trajectoire hélicoïdale à l'intérieur du solénoïde car le champ magnétique est uniforme.
- L'impulsion mesurée de la trace tient compte, en moyenne, des pertes d'énergie par bremmstrahlung et des interactions avec la matière en amont du CPS.
- Les traces ont une trajectoire rectiligne à l'extérieur du solénoïde car le champ magnétique résiduel est nul.
- La trajectoire hélicoïdale de la trace est remplacée par une trajectoire parabolique, puisque les trajectoires sont peu défléchies. Les angles de déflexion sont alors très petits devant 1.
- La distance transverse du vertex primaire à l'axe (Oz) du détecteur (r_{PV}) est très petite par rapport au rayon du solénoïde, ce qui permet de négliger les ordres supérieurs en r_{PV}^2 dans les calculs.

A.1 Obtention de $\Delta\phi$

L'angle $\Delta\phi$ est obtenu comme suit. Tout d'abord nous cherchons à estimer la position de la trajectoire parabolique au niveau du milieu du solénoïde, à une distance $\mathrm{R_{sol}} = 60$ cm de l'axe (Oz). Ensuite, la trajectoire est prolongée par une ligne droite jusqu'au CPS à une dis-

tance R_{CPS} = 73 cm de l'axe (Oz). Les notations utilisées pour ce calcul sont illustrées sur la figure A.1.1.

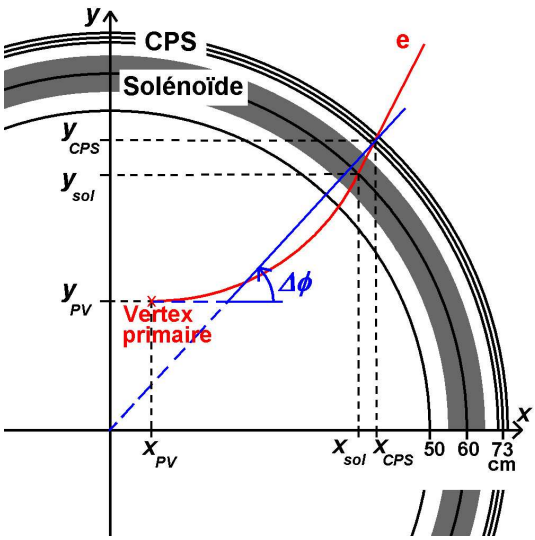


FIG. A.1.1 – *Représentation d'une trajectoire d'électron (en rouge), dans la partie interne du détecteur DØ. Les distances ont été exagérées pour plus de lisibilité. Le repère choisi pour le calcul d'extrapolation des traces ainsi que les notations sont également mentionnées.*

Dans le repère choisi, la trajectoire circulaire a pour équation d'équation cartésienne :

$$y(x) = y_{PV} + R_c \left(1 - \cos \frac{x - x_{PV}}{R_c}\right)$$

Elle est remplacé par une parabole d'équation :

$$y(x) = y_{PV} + \frac{x^2 - 2\ x\ x_{PV}}{2R_c} + \mathcal{O}(x^4, x_{PV}^2)$$

Il est alors possible de connaître la position de la particule dans le solénoïde :

$$\begin{cases} x_{sol} = R_{sol} \\ y_{sol} = y_{PV} + \frac{R_{sol}^2 - 2\ R_{sol}\ x_{PV}}{2R_c} \end{cases}$$

Ensuite, la trajectoire est rectiligne puisque le champ magnétique résiduel est considéré comme nul. L'équation de cette trajectoire est donnée par :

$$y(x) = \frac{R_{sol} - x_{PV}}{R_c} x + y_{PV} - \frac{R_{sol}^2}{2R_c}$$

Nous obtenons alors la position de la particule au niveau du CPS :

$$\begin{cases} x_{CPS} = R_{CPS} \\ y_{CPS} = \frac{(R_{sol} - x_{PV}) R_{CPS} - \frac{R_{sol}^2}{2}}{R_c} + y_{PV} \end{cases}$$

Toujours dans ce repère, $\Delta\phi$ vaut alors $\Delta\phi = \arctan(y_{CPS}/x_{CPS})$. les angles de déflexion sont petits, ce qui donne : $\Delta\phi \approx (R_{sol} - \frac{R_{sol}^2}{2R_{CPS}} - x_{PV})/R_c + \frac{y_{PV}}{R_{CPS}}$.
En utilisant les valeurs numériques $R_{sol} = 587\ mm$, $R_{CPS} = 730\ mm$, et la relation liant le rayon de courbure R_c et l'impulsion transverse de la particule p_T, nous obtenons la formule voulue :

$$\boxed{\Delta\phi\ = 1.370\ y_{PV} - (0.106 + 0.300\ x_{PV}) \frac{q\ B_z}{p_T}}$$

$\Delta\phi$ est en radians, B en Tesla, p_T en GeV/c et q est la charge électrique de la particule (-1 pour les electrons).

A.2 Obtention de Δz

Comme $\Delta\phi$, Δz est obtenu en estimant la position de la trajectoire parabolique au niveau du milieu du solénoïde, puis en prolongeant cette trajectoire par une droite jusqu'au niveau du CPS.

Puisque nous nous intéressons uniquemement à la trajectoire dans le plan longitudinal, nous définissons la distance dans le plan transverse entre la particule et le vertex primaire :

$$\begin{aligned} R(t) &= \sqrt{x(t)^2 + y(t)^2} \\ &= 2R_c \sin\frac{\omega t}{2} + x_{PV} + \mathcal{O}(\frac{x_{PV}}{R_c}, y_{PV}^2) \end{aligned}$$

En remplaçant la variable temporelle t par $t = \gamma m \cdot z/p_z$, nous obtenons la relation reliant la position longitudinale de la particule à sa position transverse R :

$$z(R) = \frac{p_z}{\gamma m}\frac{2}{\omega}\arcsin\frac{R - x_{PV}}{2R_c}$$

Les angles sont petits et $R_c \gg R_{CPS}$, ce qui permet de simplifier la formule précédente en :

$$z(R) = (R - x_{PV})\frac{p_z}{p_T}$$

Au-delà de l'aimant (R=587 mm), la trajectoire est une droite et nous obtenons la position en z de la particule au niveau du CPS ($\mathrm{R_{CPS}} = 0.73$ m) :

$$z(R = R_{CPS}) = (0.730 - x_{PV})\frac{p_z}{p_T}$$

Cependant, pour comparer les différents résultats d'extrapolation des traces, nous faisons intervenir la position en z de la particule au niveau du rayon externe du détecteur de trace à R $\approx$ 0.5 m. On a alors la relation $z = (0.500 - x_{PV})\frac{p_z}{p_T} = 0.500 \sinh\eta_{dca}$. Ceci conduit à la formule souhaitée :

$$\boxed{\Delta z = 0.500 \sinh\eta_{dca} + (0.230 - x_{PV})\frac{p_z}{p_T}}$$

Δz est en mètres, p_z et p_T sont en GeV/c.

A.3 Vérifications sur des événements simulés

Les déplacements $\Delta\phi$ et Δz des particules entre le détecteur de traces et le CPS sont maintenant prédits. Il s'agit alors de confronter ces résultats à ceux fournis par des événements simulés. Nous utilisons pour cela des données simulées enrichies en vrais électrons mous (issus de J/Ψ), ainsi que des événements multijets de bas moment transverse riches en faux électrons mous $\pi^{\pm}$ et $K^{\pm}$. Ces échantillons sont décrits dans la thèse, dans la section 4.2.2.1. Pour chaque trace d'électron mou, qu'il soit vrai ou faux, il est possible de calculer les quantités $\Delta\phi$ et Δz entre la trace et le *cluster CPS* le plus proche. Les caractéristiques des traces (impulsion, pseudo-rapidité) et les coordonées du vertex primaire sont également connues, c'est pourquoi il est préférable, pour ces vérifcations, de représenter les quantités :

$$p_T\frac{\phi_{cps} - \phi_{dca} - 1.37\ r_{PV}\sin\phi_{dca}}{q} \quad + \quad 0.60\ r_{PV}\cos\phi_{dca} \tag{A.3.1}$$

$$p_T\frac{z_{cps} - 0.50\sinh\eta_{dca} - z_{PV}}{p_z} \quad + \quad r_{PV}\cos\phi_{dca} \tag{A.3.2}$$

En effet, selon les calculs précédents, ces quantités A.3.1 et A.3.2 sont constantes et valent respectivement $-0.106\ B_z = -0.21$ et $+0.23$. La figure A.3.2 montre ces quantités, calculées pour tous les électrons mous dans des événements J/Ψ et multijets décrits dans le paragraphe 4.2.2.1. Les pics à -0.21 et $+0.23$ sont visibles, validant ainsi les calculs théoriques. Ils se superposent à un fond continu pour lequel les électrons mous ne sont associés à aucun dépôt d'énergie dans le CPS.

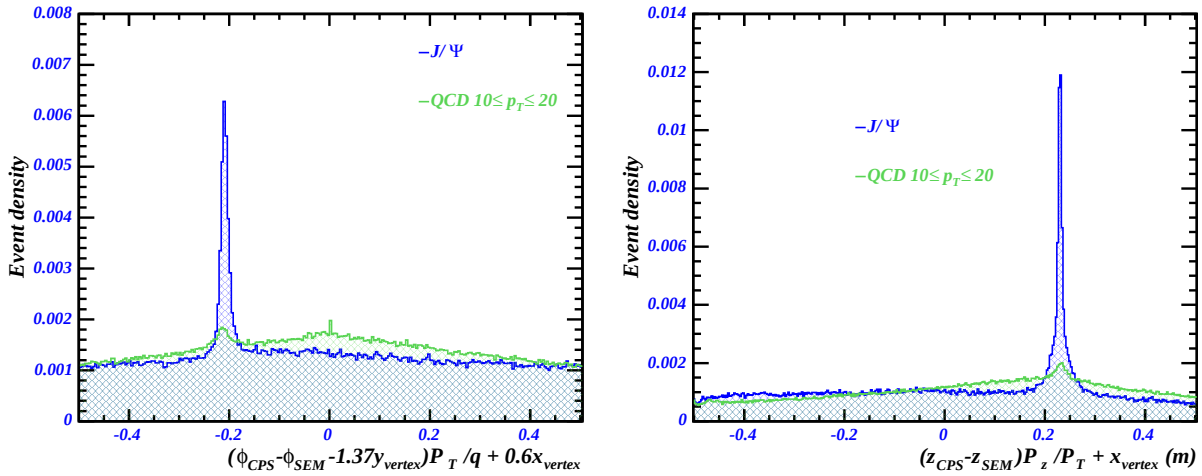


FIG. A.3.2 – *Quantités A.3.1 (à gauche) et A.3.2 (à droite) calculées pour tous les électrons mous dans des événements* J/Ψ *et multijets simulés.*

A partir des informations des traces η_{dca} et ϕ_{dca}, il est donc possible d'estimer la position de l'impact dans le CPS.

Les calculs complets sans approximations impliquent un déplacement des prédictions en ϕ_{extra} de 0.035% et z_{extra} de 0.015% pour une particule vérfiant $p_T = 3$ GeV/c et $r_{PV} = 1$ mm. Ces erreurs sont faibles et le gain en temps de calcul est important. Ces formules d'extrapolations vont servir à prédire la position de la particule dans le CPS.

Annexe B

Critères de déclenchement utilisés pour l'analyse à DØ

Le système de déclenchement a pour but de sélectionner et d'enregistrer les événements intéressants, c'est-à-dire présentant la signature d'une paire de quarks top : un seul lepton isolé énergétique, une grande énergie transverse manquante, trois ou quatre jets centaux énergétiques, et au moins un muon non isolé. Cependant, en raison de la fréquence des collisions et de la quantité d'information à lire et à traiter, il est nécessaire de restreindre ces conditions à des objets plus simples. Les critères de déclenchement sont basés sur la présence d'un lepton energétique central et d'au moins un jet énergétique. La luminosité instantanée augmentant en moyenne avec le temps, il est nécessaire de mettre à jour le système de déclenchement en durcissant certains critères.

B.1 Présentation des critères de déclenchement

Afin de s'adapter aux contraintes de luminosité instantanée croissante, l'analyse utilise sept versions des critères de déclenchement. Les tableaux B.1 et B.1 présentent les différentes combinaisons utilisées pour la sélection brute de nos événements.

TAB. B.1 – *Conditions de déclenchement aux niveaux L1, L2 et L3 utilisés pour le canal e+jets, et pour les différentes versions avec la luminosité intégrée correspondante.*

Version	Nom	Condition L1	Condition L2	Condition L3	$\int \mathcal{L}$ (pb^{-1})
8.2	**EM15_2JT15**	CEM(1,10)CJT(2,5)	EM(0.85,10)JET(2,10)	SHT(1,15)JET(2,15)	19.4
9	**EM15_2JT15**	CEM(1,10)CJT(2,5)	EM(0.85,10)JET(2,10)	SH(1,15)JET(2,15)	21.2
10	**EM15_2JT15**	CEM(1,10)CJT(2,5)	EM(0.85,10)JET(2,10)	SH(1,15)JET(2,15)	15.1
11	**EM15_2JT15**	CEM(1,10)CJT(2,5)	EM(0.85,10)JET(2,10)	SH(1,15)JET(2,15)	54.9
12	**E1_SHT15_2J20**	CEM(1,11)		SHT(1,15)JET(2,20)	209.8
13	**E1_SHT15_2J_J25**	CEM(1,11)		SHT(1,15)JET(1,25)JET(2,20)	45.8

Les conditions élémentaires utilisés par ces critères de déclenchement sont définis ci-dessous. Ils sont liés aux caractéristiques des objets aux niveaux L1, L2 ou L3.

- **CEM(n, x) :**
  n tours de déclenchement $\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$ dans le calorimètre électromagnétique avec $E_T^{EM} >$ x GeV. Pas de véto sur la partie hadronique.
- **CJT(n, x) :**

TAB. B.2 – *Conditions de déclenchement aux niveaux L1, L2 et L3 utilisés pour le canal μ+jets, et pour les différentes versions avec la luminosité intégrée correspondante.*

Version	Nom	Condition L1	Condition L2	Condition L3	$\int \mathcal{L}$ (pb^{-1})
8.2	**MU_JT20_L2M0**	mu1ptxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)	JET(1,20)	20.0
9	**MU_JT20_L2M0**	mu1ptxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)	JET(1,20)	21.2
10	**MU_JT20_L2M0**	mu1ptxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)	JET(1,20)	15.2
11	**MU_JT20_L2M0**	mu1ptxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)	JET(1,20)	57.3
12	**MU_JT25_L2M0**	mu1ptxatxx_CJT(1,3)	MUON(1,med)JET(1,10)	JET(1,25)	209.8
13	**MUJ2_JT25**	mu1ptxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)JET(1,10)	JET(1,25)	39.7
13.2	**MUJ2_JT25_LM3**	mu1ptxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)JET(1,10)	JET(1,25)MUON(1,loose)	13.7

n tours de déclenchement $\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$ dans les calorimètres avec $E_T^{EM+HAD} >$ x GeV.

- **mu1ptxatxx :**
  Des dépôts$|\eta| < 2$ dans les scintillateurs A et BC des chambres à muons compatibles avec une trajectoire de muons (distance en η, ϕ).
- **EM(f, x) :**
  L'énergie est mesurée dans la tour de déclenchement du L1 et et E_T^{EM} et E_T^{EM+HAD} et dans la cellule voisine la plus énergétique. Les conditions sont : $EM_{fraction} \triangleq E_T^{EM}/E_T^{EM+HAD} >$ f et $E_T^{EM} >$ x GeV.
- **MUON(n, qual) :**
  n objets muon de qualité *"qual"*, définie à partir du nombre de dépôts énergétiques au-dessus d'un seuil et compatibles avec une trajectoire de muons.
- **SHT(n, x) et SH(n, x) :**
  n candidats électrons reconstruits avec un algorithme de cône R = 0.4, et satisfaisant à des critères *"tight"* : forme de la gerbe (dimensions transverses globale et dans les 4 couches du calorimètre), $EM^e_{fraction} > 0.9$, $|\eta^e| < 3$ ou 3.6, $E^e_T >$ x GeV.
- **JET(n, x) :**
  Au niveau L2, un jet est défini par un groupe de 5×5 tours $\eta\times\phi = 0.2\times0.2$ centrées autour de la tour de déclenchement du L1. E_T est calculé par rapport au centre du détecteur. L'événement est sélectionné si n candidats jets électromagnétiques ou hadroniques ont $E_T^{jet} >$ x GeV.
  Au niveau L3, n candidats jets électromagnétiques ou hadroniquess doivent être reconstruits avec un algorithme de cône R = 0.4 avec $|\eta^{jet}| < 3$ ou 3.6 et $E_T^{jet} >$ x GeV, E_T étant calculé par rapport au vertex primaire du L3. Ainsi, un événement composé d'un électron énergétique et un jet hadronique énergétique peut satisfaire la condition JET(2,15).

B.2 Calcul des efficacités de déclenchement

Comme décrit dans la section 5.2.3, l'efficacité de déclenchement est calculée comme le produit des probabilités conditionnelles de satisfaire toutes les conditions à chaque niveau sachant que celles aux niveaux précédents sont déjà satisfaites ; et, sous l'hypothèse d'indépendance des objets, chaque condition peut être séparée en fonction des objets pris individuellement.
La procédure générale pour obtenir une paramétrisation de l'efficacité de déclenchement par

objet et par condition élémentaire est la suivante :

1. Constituer un lot de données non biaisé par rapport aux conditions de déclenchement dont on veut mesurer l'efficacité.
2. Identifier les objets reconstruits (une sélection supplémentaire est parfois nécessaire).
3. Associer les objets reconstruits aux objets aux niveaux L1, L2 et L3. L'association est faite soit géométriquement dans le plan $\eta \times \phi$ soit par octants pour les muons au niveau L1.
4. Calculer la fraction des objets reconstruits satisfaisant aux critères de déclenchements étudiés, en fonction de p_T, η, et ϕ. La courbe obtenue est sensible aux fluctuations statistiques dont il faut s'affranchir.
5. Trouver une fonction continue qui approche le mieux possible cette courbe. Les fonctions de type *"erf"* et *"interpolation polynômiale"* sont les plus couramment utilisées.

Les figures B.2.1, B.2.2, B.2.3 et B.2.4 montrent les courbes de *"turn-on"* pour les leptons et les jets.

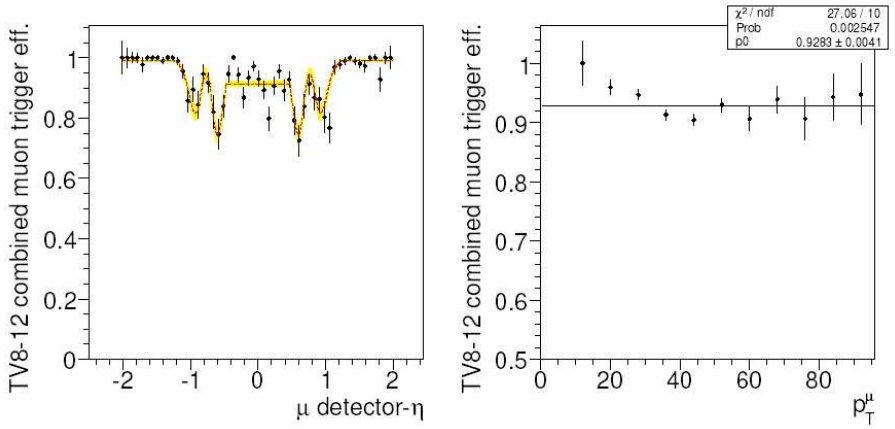


FIG. B.2.1 – *Efficacité combinée de déclenchement "turn-on" du muon pour les niveaux L1 et L2, en fonction de ses caratéristiques reconstruites. La baisse d'efficacité dans la région $|\eta_{det}| \approx 0.7$ est une conséquence de la couverture des détecteurs à muons.*

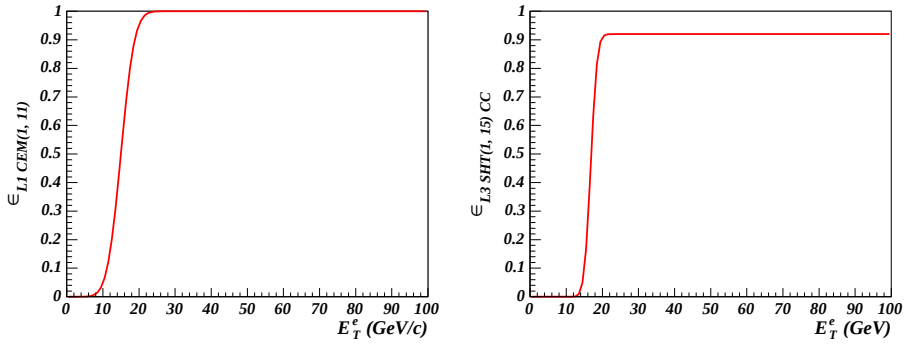


FIG. B.2.2 – *Efficacité de déclenchement "turn-on" de l'électron en fonction de ses caratéristiques reconstruites : condition L1* **CEM(1, 11)** *à gauche, et L3* **SHT(1, 15)** *à droite.*

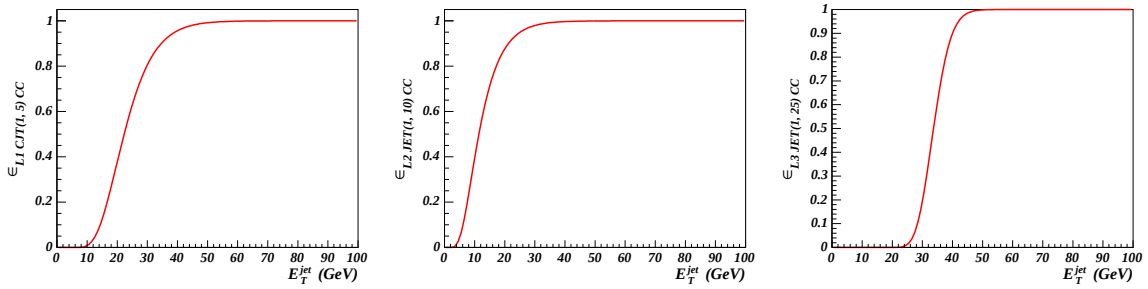


FIG. B.2.3 – *Efficacité de déclenchement des jets pour la région centrale du calorimètre* $|\eta| < 0.8$ *et pour la version* **MUJ2_JT25** *du déclenchement "μ+jets" : conditions L1* **CJT(1, 5)** *à gauche, L2* **JET(1, 10)** *au milieu et L3* **JET(1, 25)** *à droite.*

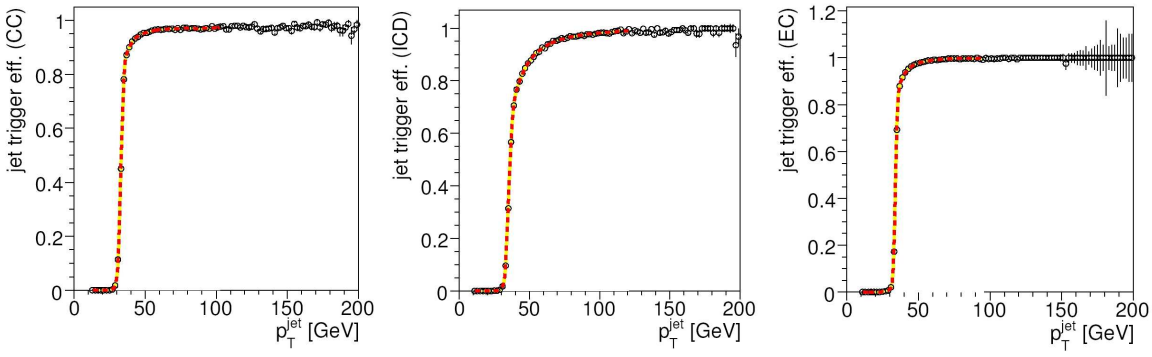


FIG. B.2.4 – *Efficacités combinées L1 L2 L3 du déclenchement sur les jets en fonction de leur énergie transverse reconstruite et pour trois régions du calorimètre : centrale* ($|\eta| < 0.8$)*, intermédiaire* ($0.8 < |\eta| < 1.5$) *et bouchon* ($1.5 < |\eta|$)*.*

Annexe C

Efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ à DØ

Cette partie détaille les efficacités des critères de sélection, sur le signal, utilisés pour l'analyse de mesure de $\sigma(t\bar{t})$ à DØ. Ils sont définis dans la thèse. Chaque critère est présenté, accompagné d'un tableau résumant les efficacités relatives de sélection.

C.1 Déclenchement

Le tableau C.1 montre la probabilité qu'un événement $t\bar{t}$ déclenche les trois niveaux d'acquisition L1 L2 L3 de D0. Elles sont moyennées en fonction des différentes versions du déclenchement et de la luminosité intégrée correspondante. Elles sont de l'ordre de 93% pour le canal "e+jets" et 90% pour le canal "μ+jets".

TAB. C.1 – *Probabilité de déclenchement pour un événement* $t\bar{t}$ *:* ε_{L1L2L3}*. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 0.05%.*

canal	e+jets			μ+jets		
	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets
$\varepsilon_{\mathrm{L1L2L3}}$ (%)	92.82	92.89	92.85	90.17	90.40	90.27

C.2 Vertex primaire

L'efficacité des critères de sélection sur le vertex primaire est présenté dans le tableau C.2 en fonction du nombre de jets et du canal d'analyse. Le vertex primaire est reconstruit et identifié pour environ 97% des événements $t\bar{t}$.

TAB. C.2 – *Efficacité, pour le signal, des critères de sélection sur le vertex primaire* ε_{PV} *en fonction du nombre de jets et du canal d'analyse. Les facteurs correctifs sont pris en compte. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 0.1%.*

canal	e+jets			μ+jets		
	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets
$\varepsilon_{\mathrm{PV}}$ (%)	97.9	98.1	98.0	96.7	96.9	96.8

C.3 Lepton énergétique isolé

Le tableau C.3 donne les efficacités de sélection du lepton énergétique isolé *"loose"*, *"tight"* et de rejet des éventuels autres électrons et muons isolés, comme décrit dans les parties 5.3.2 et 5.3.3. On constate qu'environ un lepton sur deux satisfait aux critères de qualité *"tight"*. La condition de véto contre tout autre lepton n'affecte pas les événements $t\bar{t}$ dans le canal "lepton+jets". Enfin, entre 70 et 80% des leptons satisfont aux critères de sélection dits "physiques" (impulsion transverse et pseudo-rapidité).

TAB. C.3 – *Efficacités des critères, pour le signal, de qualité "loose" ε_{loose}, "tight" ε_{tight} et physiques ε_{phys} du lepton énergétique isolé et des conditions de véto d'électron $\varepsilon_{veto\ e}$ et muons $\varepsilon_{veto\ \mu}$ supplémentaires. Les facteurs correctifs sont pris en compte. L'erreur statistique sur ε_{phys} est de l'ordre de 0.05%, 0.4% sur ε_{loose}, ε_{tight} et ε_{phys}, et 0.03% sur ε_{veto} .*

canal	e+jets			μ+jets		
	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets
$\varepsilon_{\rm phys}$ (%)	79.2	77.2	78.4	72.5	73.5	73.0
$\varepsilon_{\rm loose}$ (%)	56.9	47.5	52.6	57.2	53.1	55.4
$\varepsilon_{\rm tight}$ (%)	50.9	43.1	47.3	49.9	46.1	48.2
$\varepsilon_{\rm veto\ e}$ (%)	99.98	100	100	99.89	99.96	99.92
$\varepsilon_{\rm vetos\ \mu}$ (%)	99.96	99.96	99.96	99.95	99.98	99.97

C.4 Multiplicité en jets

L'efficacité sur le critère de multiplicité en jets est récapitulée dans le tableau C.4. Environ 80% des événements $t\bar{t}$ "lepton+jets" ont au moins trois jets bien reconstruits et passant les critères de sélection des jets.

TAB. C.4 – *Efficacités des critères de multiplicité en jets $\varepsilon_{N(jets)}$ pour le signal. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 0.2%.*

canal	e+jets			μ+jets		
	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets
$\varepsilon_{\rm N(jets)}$ (%)	42.1	35.7	77.9	43.2	36.3	79.5

C.5 Energie transverse manquante

Les efficacités de sélection sur l'énergie transverse manquante sont récapitulés dans le tableau C.5. Environ 85% des événements $t\bar{t}$ satisfont au critère de sélection sur l'énergie transverse manquante.

TAB. C.5 – *Efficacités de la sélection sur l'énergie transverse manquante $\varepsilon_{\not{E}_T}$ pour le signal. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 0.3%.*

canal	e+jets			μ+jets		
	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets
$\varepsilon_{\not{E}_T}$ (%)	84.3	83.2	83.9	86.2	85.4	85.8

C.6 Etiquetage des jets b

La probabilité d'étiquetage des jets par muons est donnée dans le tableau C.6. Environ 15% des événements $t\bar{t}$ présélectionnés sont étiquetés, c'est-à-dire possédant au moins un jet étiqueté b. Cette probabilité augmente en fonction du nombre de jets présents dans l'événement.

TAB. C.6 – *Efficacité d'étiquetage des jets par muons ε_{b-tag} pour le signal. Les facteurs correctifs sont pris en compte. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 0.3%.*

canal	e+jets			μ+jets		
	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets	3 jets	$\geq$4 jets	$\geq$3 jets
$\varepsilon_{\mathrm{b-tag}}$ (%)	15.7	17.6	16.7	15.5	16.9	16.2

Annexe D

Variables cinématiques et globales

Cette annexe donne quelques distributions cinématiques des objets et des variables globales observées et prédites après étiquetage. Ces distributions sont montrées en fonction du nombre de jets : les événements ayant exactement 1 jet, 2 jets, 3 jets, ≥ 4 jets et ≥ 3 jets sont représentés de haut en bas et de gauche à droite.

Toutes les distributions sont basées sur la simulation, à l'exception de celles concernant les fonds multijets, obtenues directement à partir des données (la méthode est décrite dans la thèse, partie 5.4.1). Les sections efficaces $\sigma(t\bar{t})$ utilisées pour ces distributions sont celles mesurées par la méthode de vraisemblance dans les canaux "e+jets" et "μ+jets".

Certaines distributions prédites après étiquetage présentent d'importantes fluctuations : elles ont pour origine le manque de statistique pour les fonds W + 1 jet et W + 2 jets.

D.1 Canal “électron+jets”

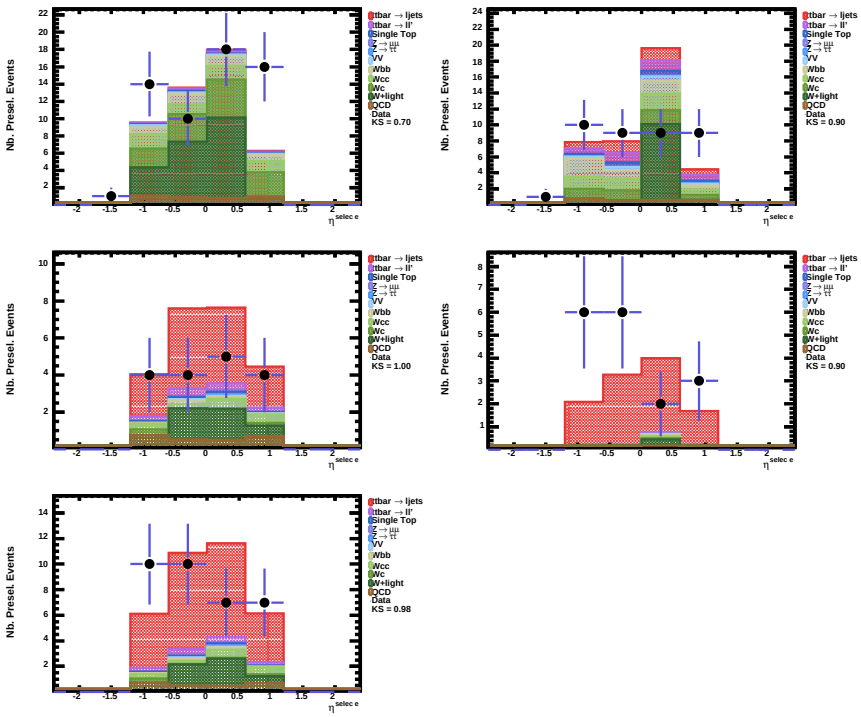


FIG. D.1.1 – *Canal “électron+jets” : Pseudo-rapidité de l’électron.*

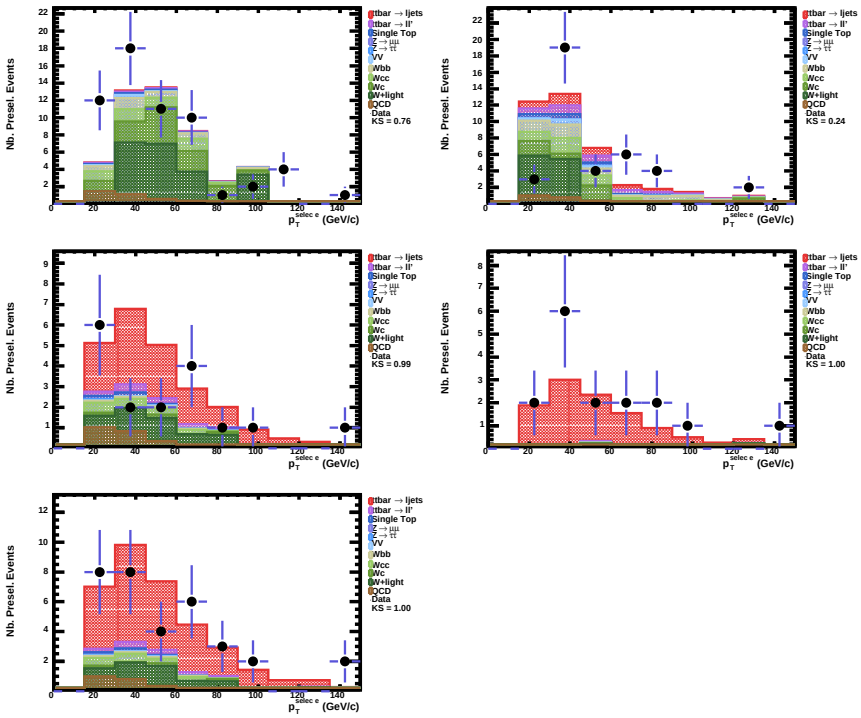


FIG. D.1.2 – *Canal “électron+jets” : Impulsion transverse de l’électron.*

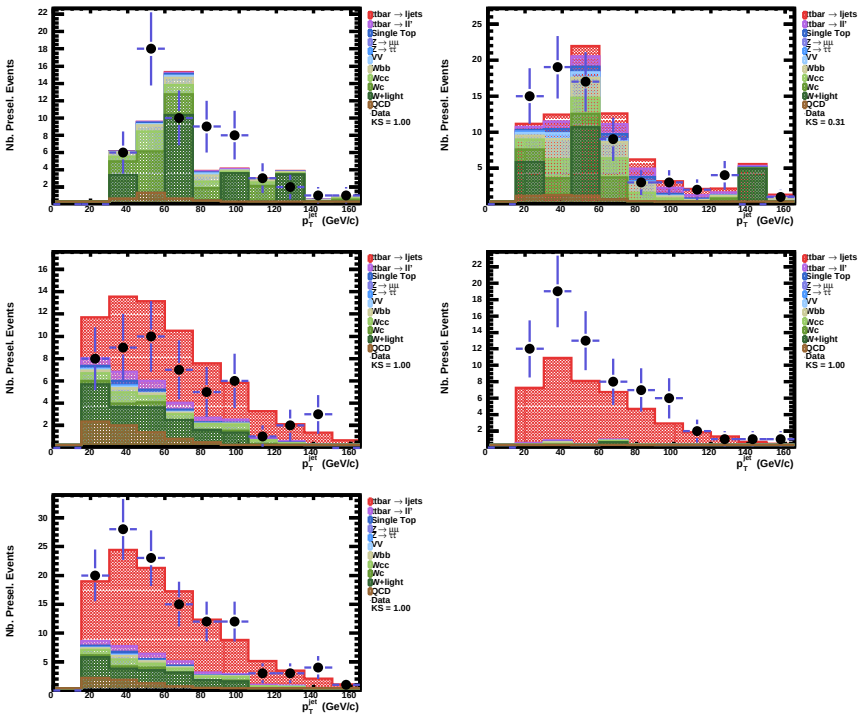


FIG. D.1.3 – *Canal "électron+jets" : Impulsion transverse des jets.*

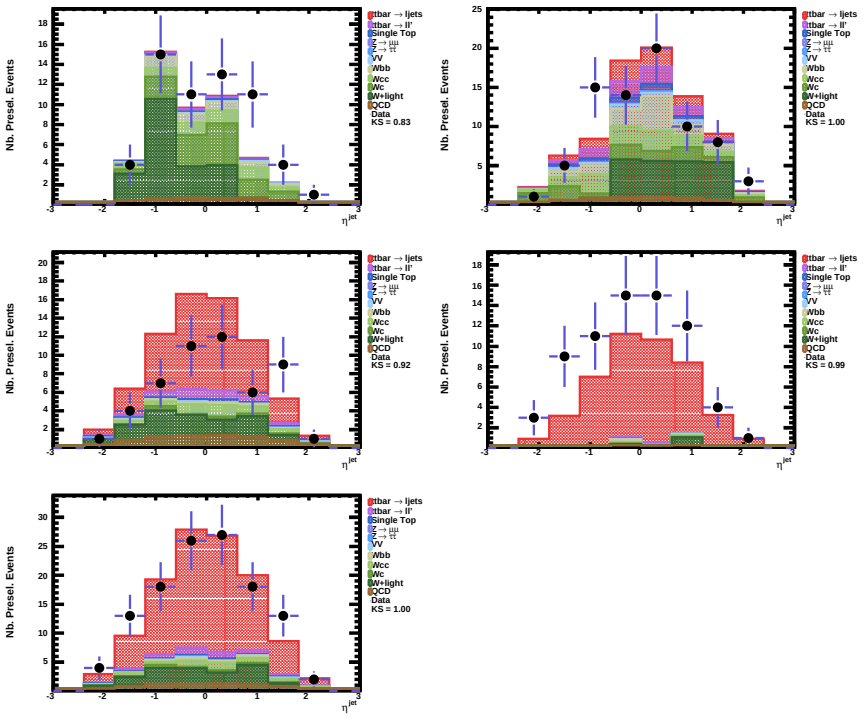


FIG. D.1.4 – *Canal "électron+jets" : Pseudo-rapidité des jets.*

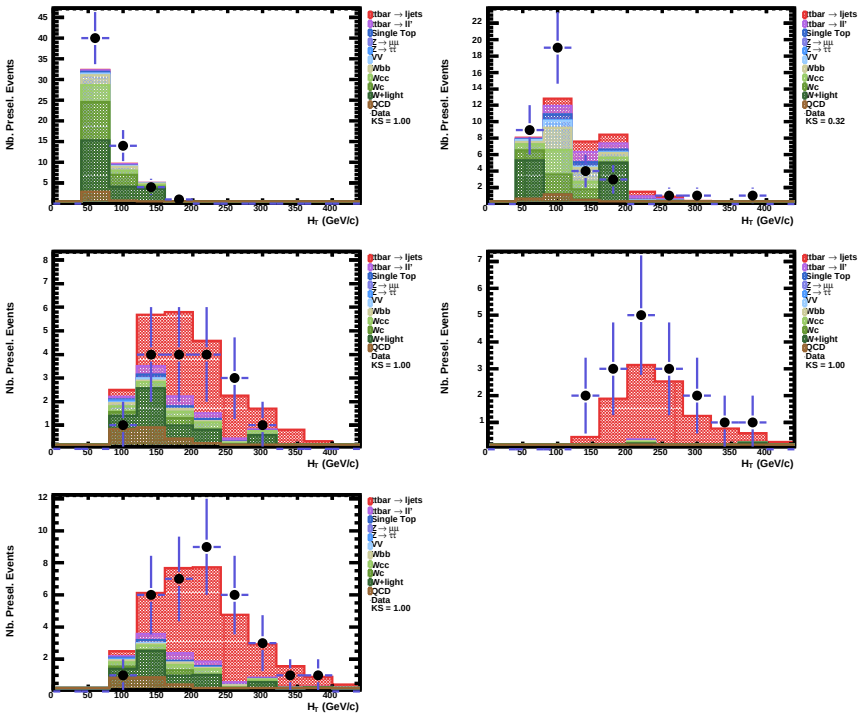


FIG. D.1.5 – *Canal "électron+jets" : Somme scalaire des énergies transverses des jets (H_T).*

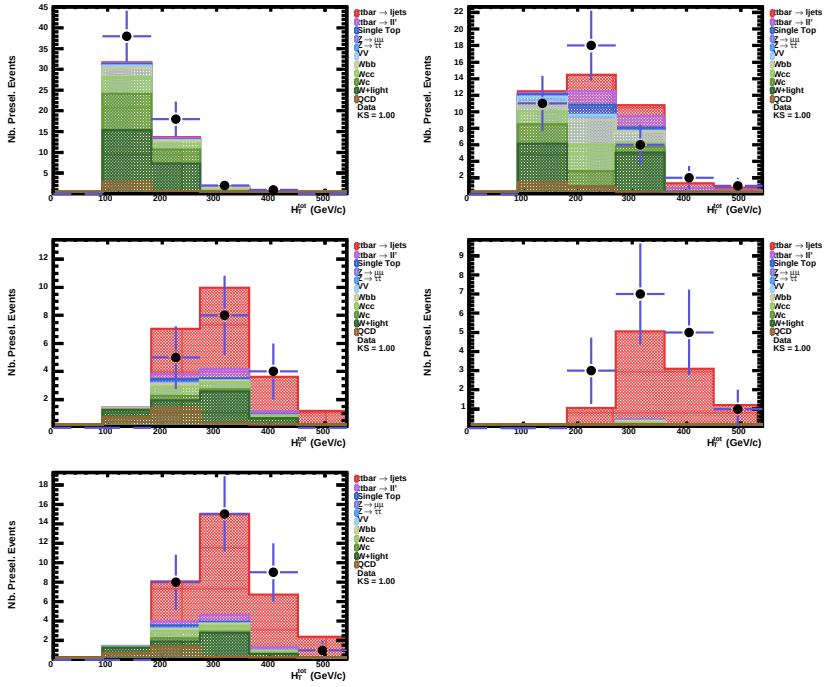


FIG. D.1.6 – *Canal "électron+jets" : Somme scalaire des énergies transverses des objets sélectionnés (jets, lepton, énergie transverse manquante) (H_T^{tot}).*

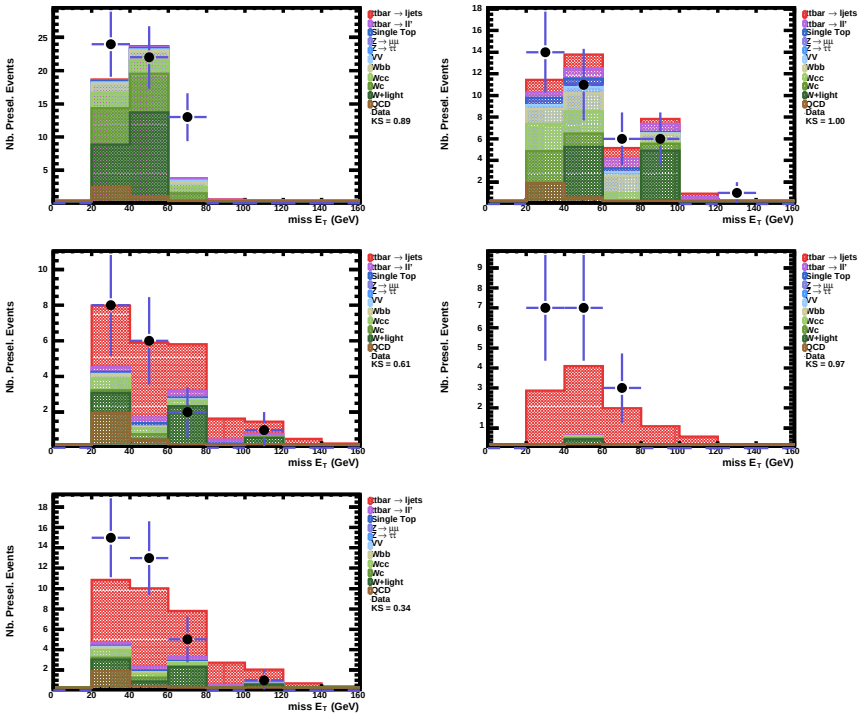


FIG. D.1.7 – *Canal "électron+jets" : Energie transverse manquante ($\not\!\!E_T$).*

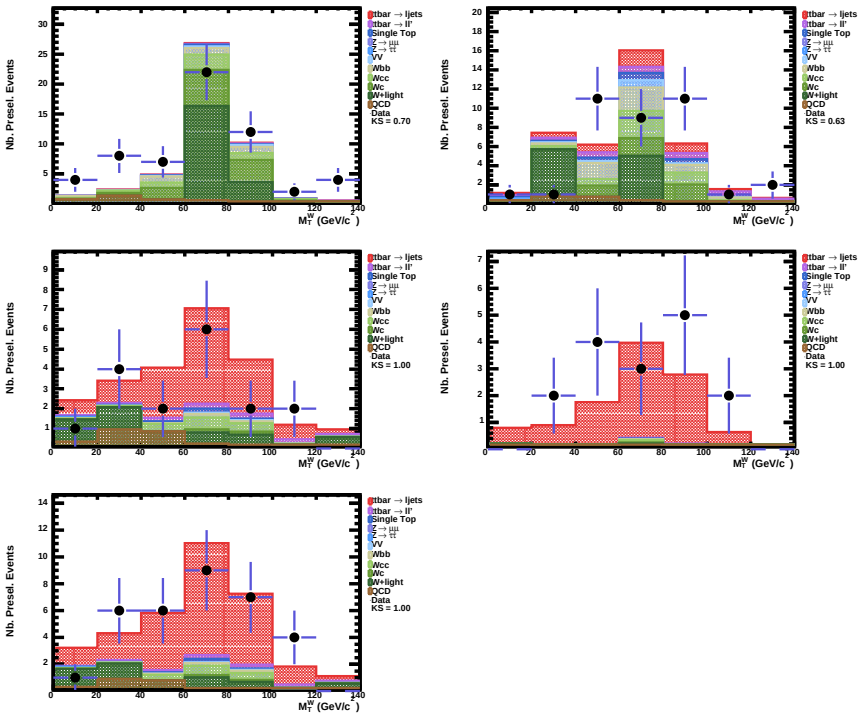


FIG. D.1.8 – *Canal "électron+jets" : Masse transverse du W reconstruit ($m_T^{e\nu}$).*

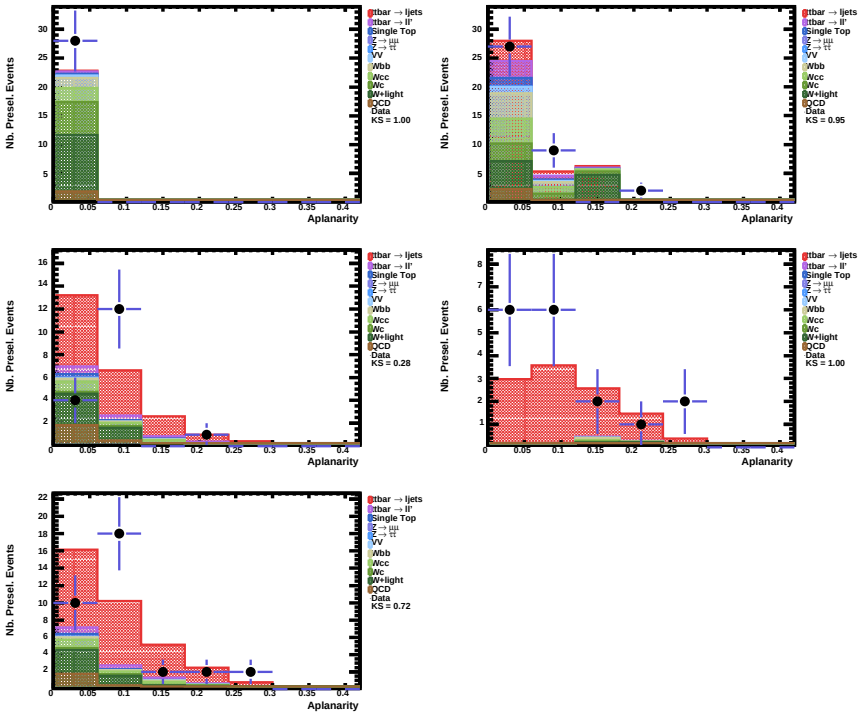


FIG. D.1.9 – *Canal "électron+jets" : Aplanarité.*

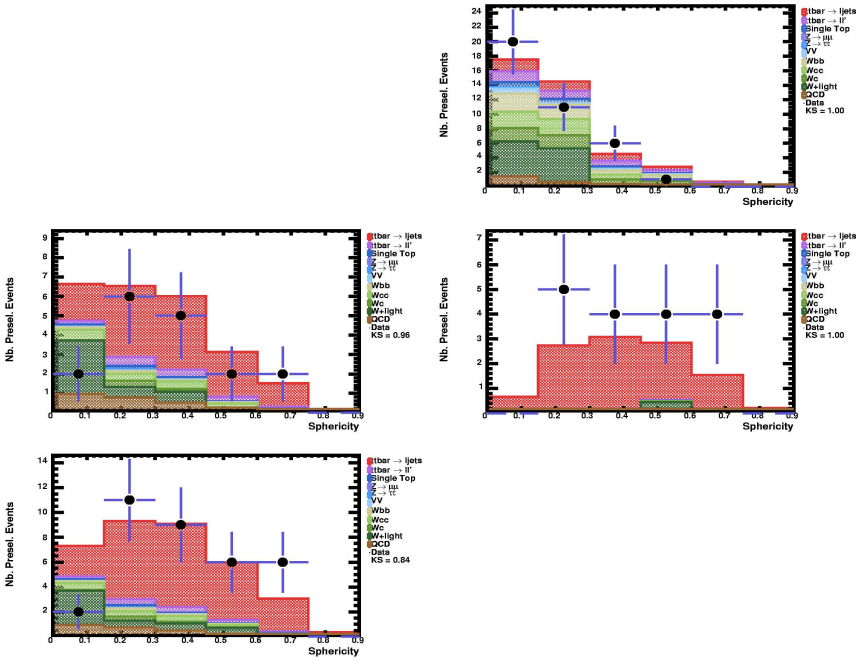


FIG. D.1.10 – *anal "électron+jets" : Sphéricité.*

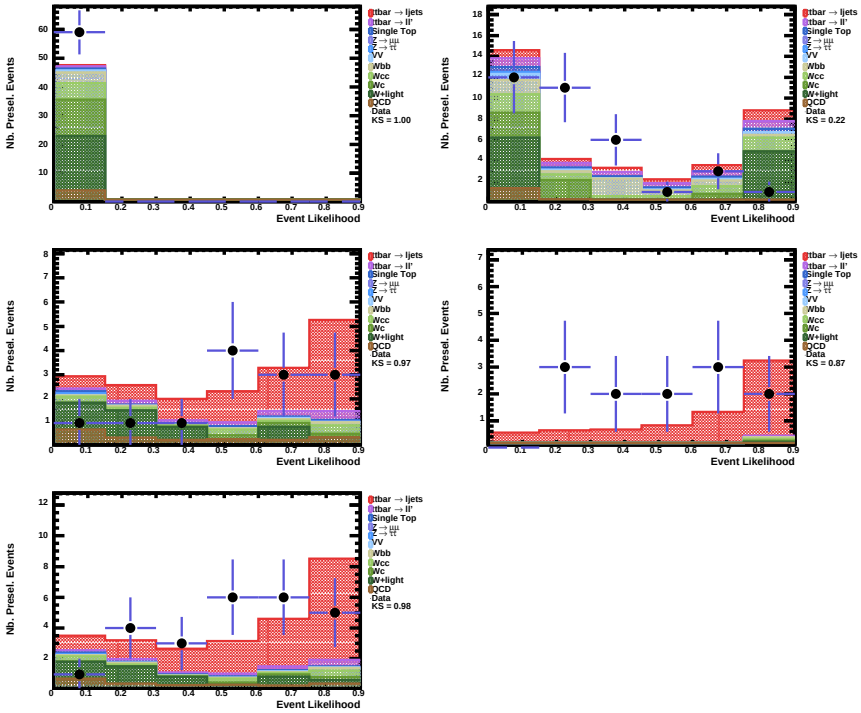


FIG. D.1.11 – *Canal "électron+jets" : Vraisemblance topologique.*

D.2 Canal "muon+jets"

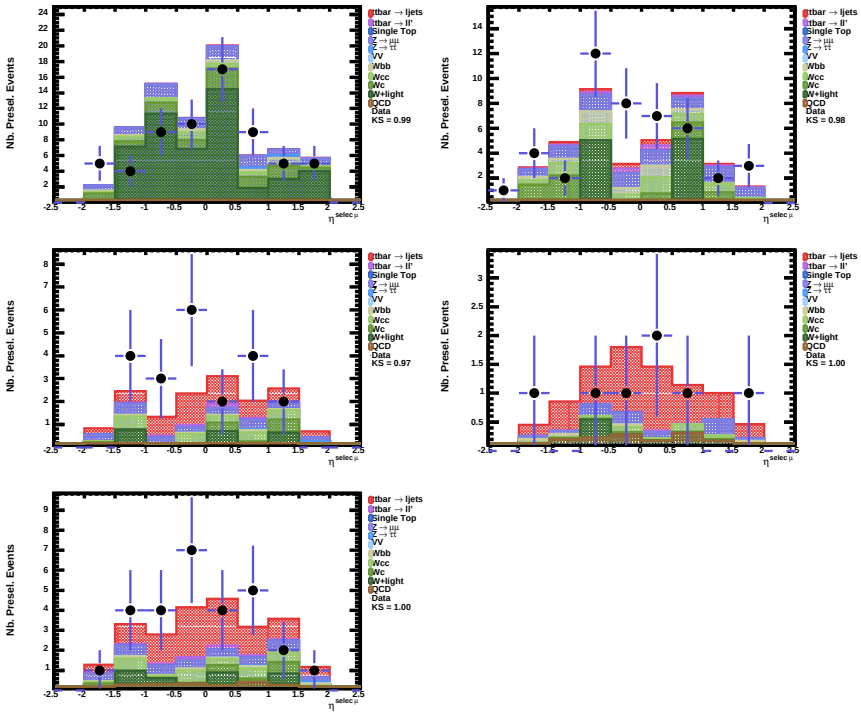


FIG. D.2.12 – *Canal "muon+jets" : Pseudo-rapidité du muon.*

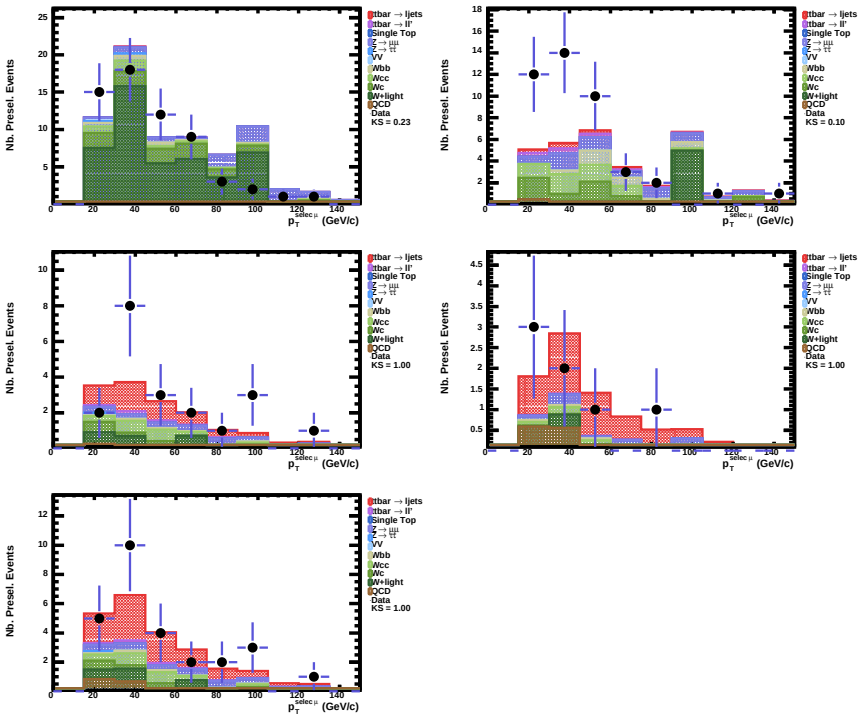


FIG. D.2.13 – *Canal "muon+jets" : Impulsion transverse du muon.*

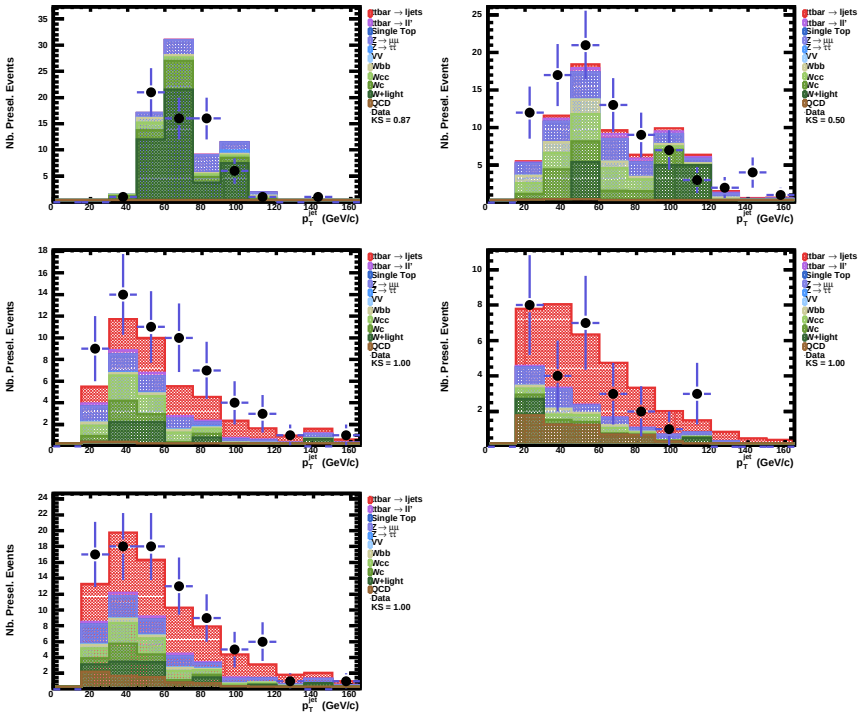


FIG. D.2.14 – *Canal "muon+jets" : Impulsion transverse des jets.*

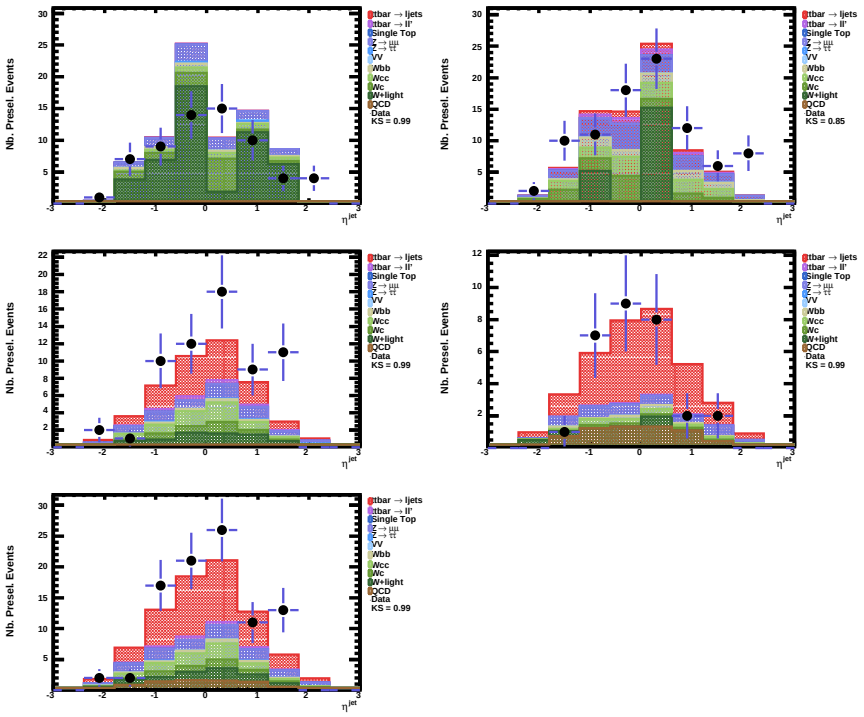


FIG. D.2.15 – *Canal "muon+jets" : Pseudo-rapidité des jets.*

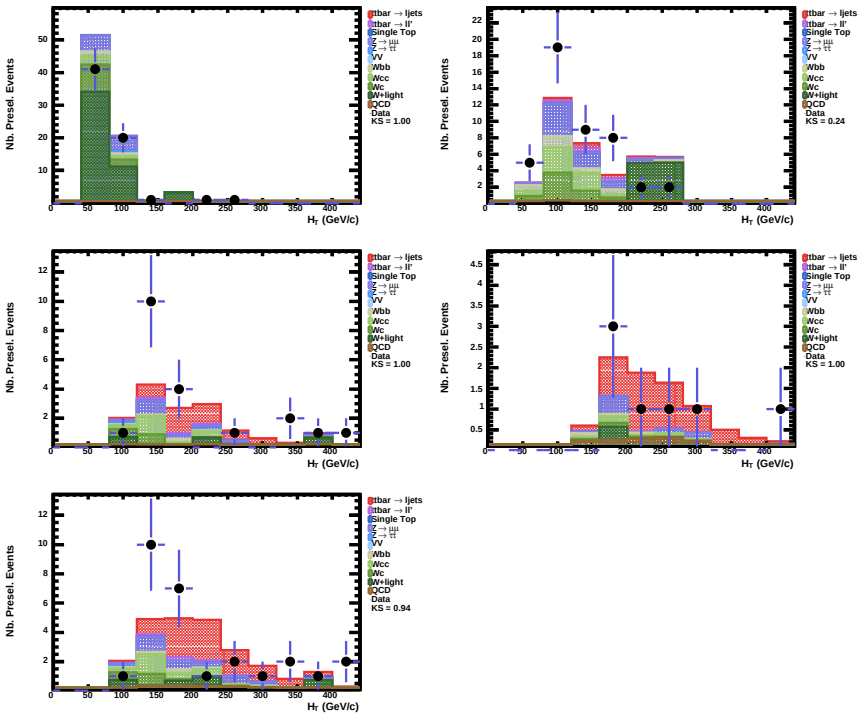


FIG. D.2.16 – *Canal "muon+jets" : Somme scalaire des énergies transverses des jets (H_T).*

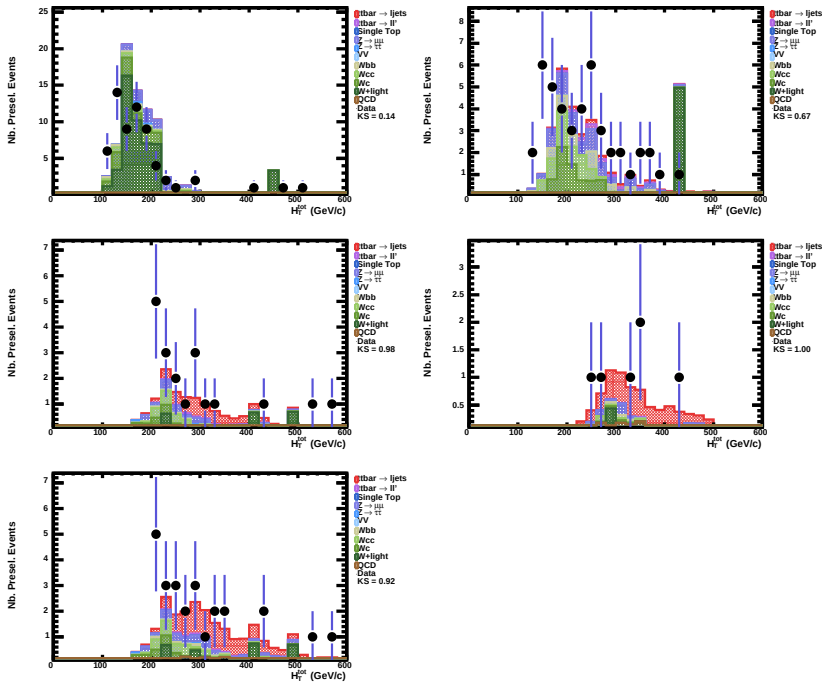


FIG. D.2.17 – *Canal "muon+jets" : Somme scalaire des énergies transverses des objets sélectionnés (jets, lepton, énergie transverse manquante) (H_T^{tot}).*

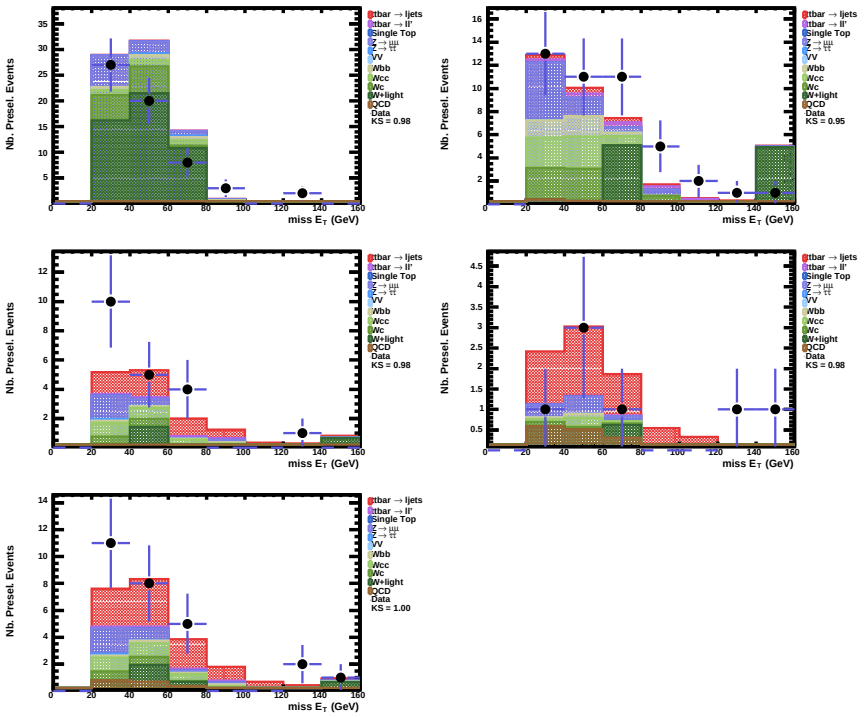


FIG. D.2.18 – *Canal "muon+jets" : Energie transverse manquante ($\not\!\!E_T$).*

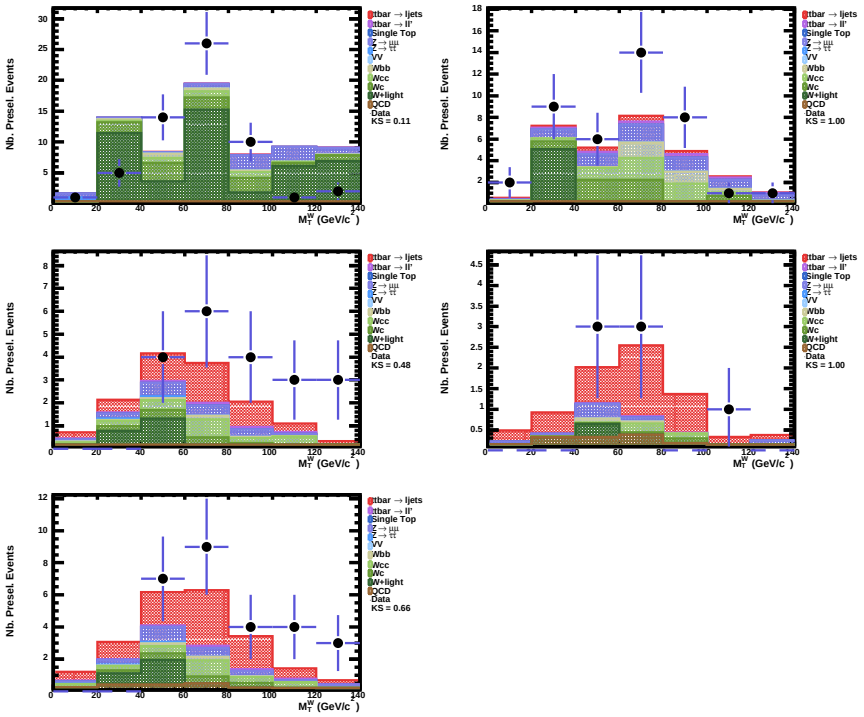


FIG. D.2.19 – *Canal "muon+jets" : Masse transverse du W reconstruit ($m_T^{\mu\nu}$).*

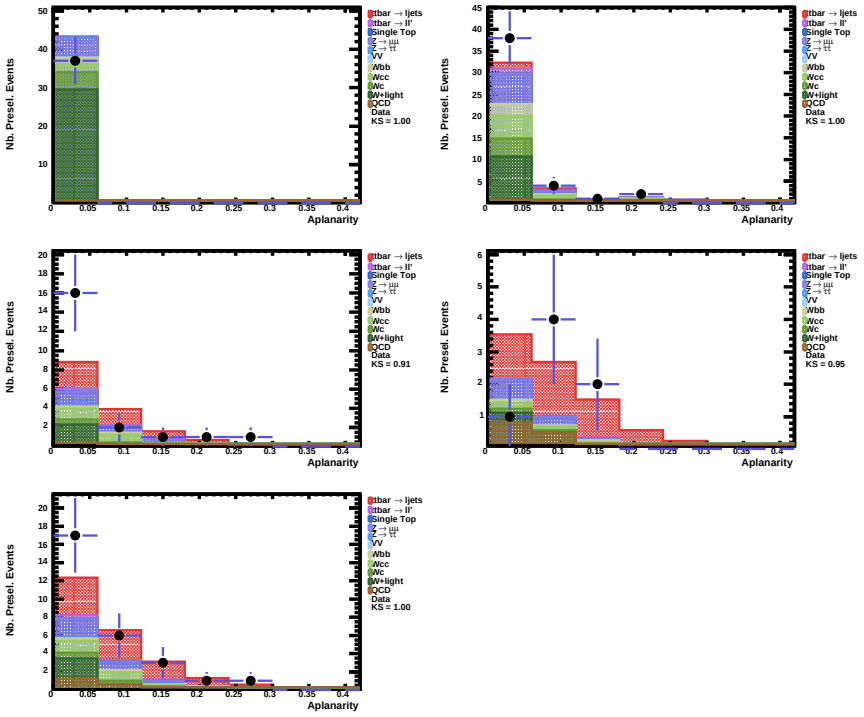


FIG. D.2.20 – *Canal "muon+jets" : Aplanarité.*

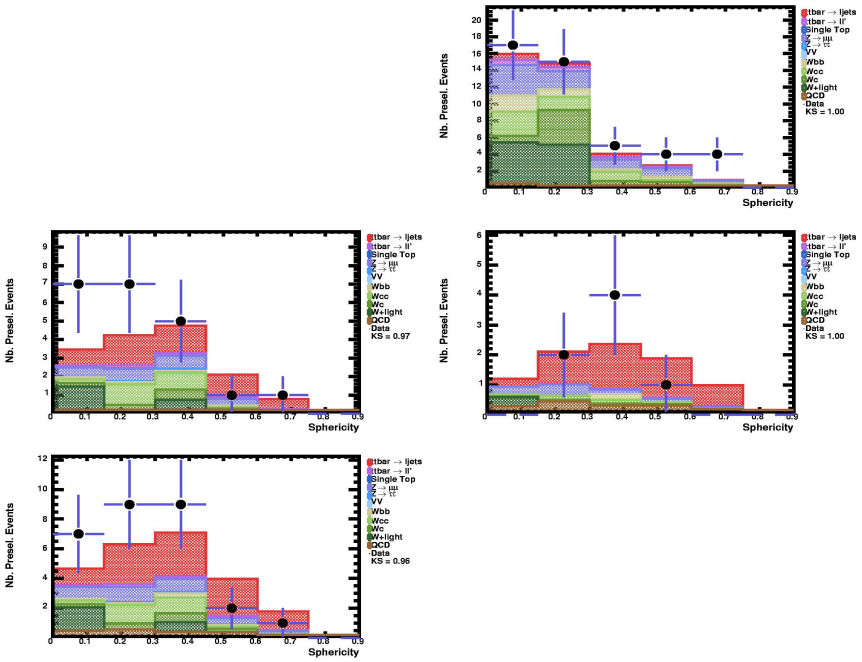


FIG. D.2.21 – *Canal "muon+jets" : Sphéricité.*

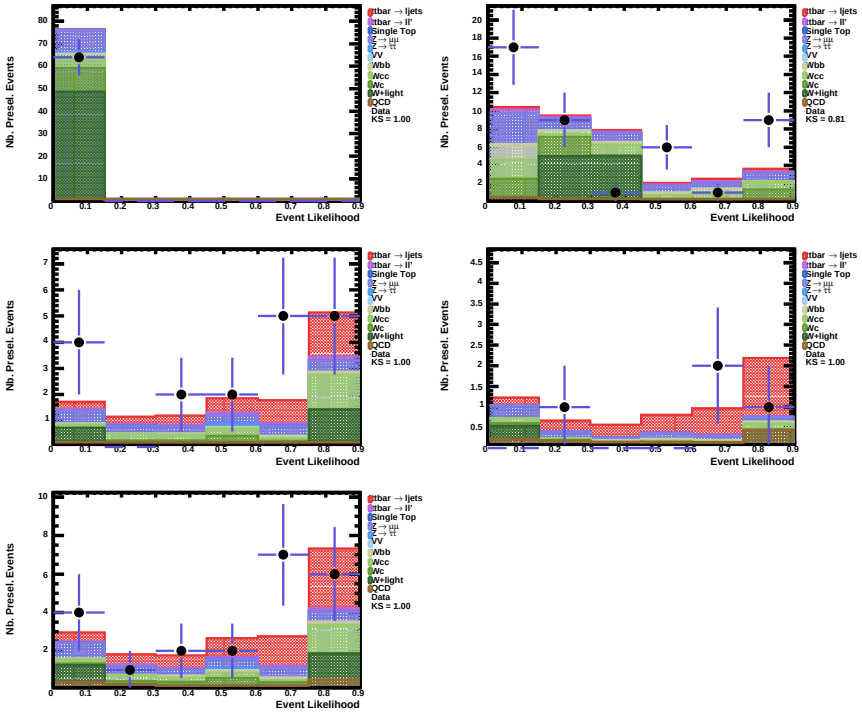


FIG. D.2.22 – *Canal "muon+jets" : Vraiscemblance topologique.*

Annexe E

Les autres mesures de la section efficace $t\bar{t}$ à DØ

Cette partie résume les autres analyses de mesure de $\sigma(t\bar{t})$ à DØ. Sont détaillées uniquement les analyses utilisant une luminosité intégrée proche de celle de l'analyse de la thèse, et dont les données ont été reconstruites avec un code de reconstruction comparable (*p14*). L'accent sera mis sur les principales difficultés de l'analyse, sur la méthode d'extraction de la section efficace et sur la sensibilité de la mesure.

Les événements $t\bar{t}$ se classent selon les états finaux suivants (Cf. partie théorie 1.3) : "tout hadronique", "lepton+jets", "tau+jets" et dileptonique", ce qui implique des stratégies spécifiques de recherche d'événements $t\bar{t}$ et de mesure de la section efficace.

E.1 Mesure dans le canal "tout hadronique"

L'état final considéré dans ce canal est constitué, au premier ordre LO, de six jets dont deux jets de b. Ces jets sont énergétiques et tendent à être centraux. Cette signature recherchée implique la présence des processus multijets (et $W + jets$ dans une moindre mesure) comme bruits de fond principaux.

Afin de séparer les événements $t\bar{t}$ des processus de fond, des critères supplémentaires de sélection sont appliqués. Ils utilisent le fait que la topologie du signal est différente de celle des bruits de fond. Les variables suivantes sont utilisées : somme scalaire de l'énergie transverse des jets H_T, ouverture ($\Delta R_{b\bar{b}}$) entre les deux jets étiquetés b, sphéricité, centralité, aplanarité. De plus, à la différence des événements multijets, les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par la présence de bosons W et de quarks *top*, qu'on cherche à reconstruire pour améliorer le rejet des bruits de fond.

Cette analyse nécessite la constitution d'un lot d'événements multijets et $W + jets$ à 6 ou 7 jets dont deux b. En pratique, la contribution des bruits de fond est obtenue à partir des données, à cause des incertitudes sur les processus multijets à haute multiplicité, et de la très faible statistique en événements $W + b\bar{b}$. Pour obtenir les distributions cinématiques des fonds, seuls les événements à 6 ou 7 jets de grande impulsion transverse sont considérés, auxquels sont appliqués des poids au hasard, afin de simuler l'efficacité d'étiquetage. Plus exactement, ces poids sont paramétrés en fonction de l'impulsion transverse des jets, et de l'ouverture ($\Delta R_{b\bar{b}}$) entre les deux jets choisis comme étant étiquetés b. Enfin, la normalisation des processus de fonds est

effectuée à partir du spectre en masse invariante di-jets non étiquetés : le nombre d'événements de bruits de fond et de données doit être le même dans la plage $m_{jj} < 65\ GeV/c^2$, qui est suffisamment éloignée de la masse du boson W. Les résultats de cette méthode d'évaluation du niveau des bruits de fond sur les données sont illustrés sur la figure E.1.1. La normalisation des fonds est correcte. On distingue nettement un excès d'événements à environ 80 GeV/c^2 pour la distribution en masse di-jets m_{jj}, et à 175 GeV/c^2 pour la distribution en masse tri-jets m_{bjj}.

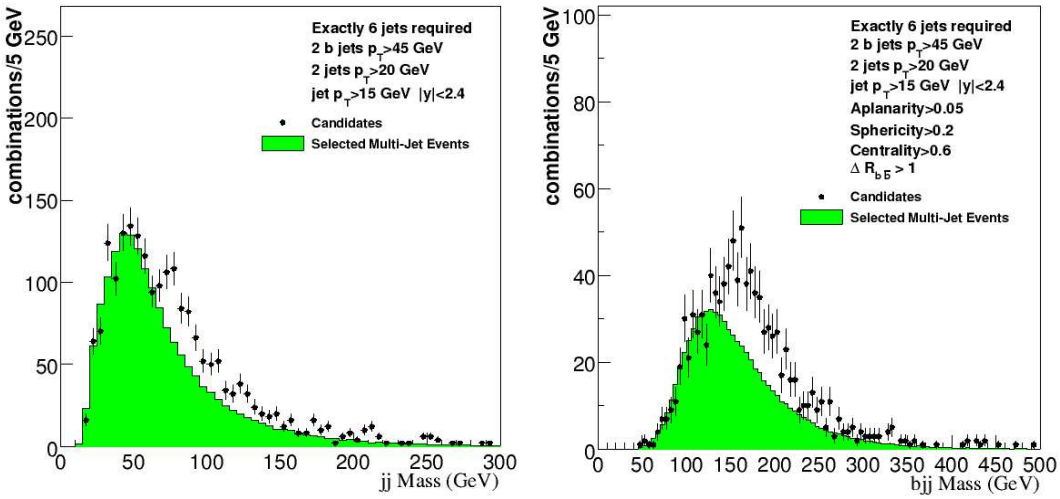


FIG. E.1.1 – *Distributions en masse invariante m_{jj} formée de deux jets non étiquetés b (à gauche), et m_{bjj} avec toutes les combinaisons formées d'un jet étiqueté b et de deux jets non étiquetés b (à droite) [74].*

Le niveau des fonds est alors connu. La section efficace est extraite à partir de la formule classique suivante :

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N^{sel}_{data} - N^{sel}_{bkg}}{\varepsilon^{sel} \cdot BR \cdot \mathcal{L}}$$

N^{sel}_{data} est le nombre d'événements dans les données réelles satisfaisant tous les critères de sélection ; N^{sel}_{bkg} est le niveau estimé des bruits de fond dans le lot de données sélectionnées. Il est estimé par les méthodes décrites auparavant ; ε^{presel} est l'efficacité de sélection du signal. Il prend aussi en compte la perte en événements $t\bar{t}$ qui servent à constituer les lots de bruits de fonds par étiquetage aléatoire ; BR est le rapport d'embranchement des paires de top dans le canal "tout hadronique" et $\mathcal{L}$ est la luminosité intégrée des données.

Pour une masse de quark top de $m_{top} = 175\ GeV/c^2$, la section efficace a été mesurée à [74] :

$$\sigma(t\bar{t}) = 12.1 \pm 4.9(\text{stat}) \pm 4.6(\text{syst}) \pm 0.8(\text{lumi})\ \text{pb}$$

Les incertitudes systématiques qui affectent la mesure sont liées à la connaissance des efficacités de sélection du signal (processus LO ou NLO) (10%), de la calibration des jets (15%), de l'étiquetage des jets (18%). La contribution dominante de l'incertitude systématique est liée à la modélisation et à la soustraction des fonds (25%). En effet, le niveau des fonds est estimé à partir de données enrichies en événement $t\bar{t}$ par la sélection topologique. Pour prendre en compte les biais introduits par cette sélection, plusieurs combinaisons de variables topologiques sont considérées pour la mesure de la section efficace. Différentes sections efficaces sont alors mesurées, et l'écart-type est donné comme incertitude.

E.2 Mesures dans le canal "lepton+jets"

L'état final est le même que celui considéré dans les analyses décrites dans la thèse, le lepton étant un électron ou un muon. La présélection, c'est-à-dire la recherche d'événements de type boson W leptonique accompagné d'au moins trois jets, est identique à celle décrite dans la thèse. Les méthodes d'évaluation des niveaux de fonds sont également les mêmes, à l'exception des processus Z + jets qui sont moins importants.

Les analyses suivantes diffèrent par la méthode de séparation du signal et des bruits de fonds : soit par l'étiquetage des jets b par la recherche de vertex secondaires déplacés, soit par l'utilisation de variables topologiques discriminantes.

E.2.1 Mesure avec étiquetage des jets b

Pour cette analyse, le lot d'événements présélectionnés est enrichi en paires $t\bar{t}$ en recherchant un ou deux jets b, étiquetés par la présence de vertex secondaires [75].

Cette méthode d'étiquetage permet d'obtenir une pureté en événements $t\bar{t}$ plus grande que celle de l'analyse dans la thèse. Environ 55% des événements $t\bar{t}$ sont étiquetés, contre 17% pour l'étiquetage par muon. De même, le taux de mauvaise identification de jets légers dans les événements W + jets est de un jet sur 330, contre un jet sur 150 pour l'étiquetage par muon. Les incertitudes statistiques seront plus faibles, ainsi que les incertitudes systématiques liées au niveau des fonds.

La section efficace est mesurée de la même manière que celle utilisée dans la thèse. La méthode de vraiscemblance avec paramètres de nuisance donne le résultat suivant, pour $m_{top} = 175\ GeV/c^2$:

$$\sigma(t\bar{t}) = 6.6 \pm 0.9(\text{stat} + \text{syst}) \ \pm 0.4(\text{lumi})\ \text{pb}$$

La figure E.2.2 montre la composition en signal et en bruits de fond du lot d'événements sélectionnés, en utilisant la section efficace $t\bar{t}$ mesurée.

Les incertitudes systématiques sur la section efficace sont les mêmes que celles de l'analyse dans la thèse. Les incertitudes liées à l'étiquetage des jets b concernent maintenant les paramétrisations des efficacités d'étiquetage, et non plus l'dentification des muons dans les jets. Elles représentent la deuxième source d'incertitude (5%), juste après celles sur l'évaluation du niveau des fonds W+jets (6%), et avant celles sur la calibration des jets (3%) et sur l'identification du lepton (3%).

E.2.2 Mesure avec discriminant topologique

Pour cette analyse, le lot d'événements présélectionnés est enrichi en paires $t\bar{t}$ grâce à la topologie particulière de ces événements [55] [54] [76]. Cette méthode a l'avantage de ne pas rechercher explicitement des jets b dans les événements $t\bar{t}$, et donc s'affranchi de la connaissance du rapport d'embranchement $t \to Wb$.

Une fonction de vraisemblance combinant plusieurs variables topologiques (H_T définie précédemment, centralité, aplanarité, masse transverse des jets, et somme des carrés de la pseudo-rapidité des jets $\sum \eta^2$).

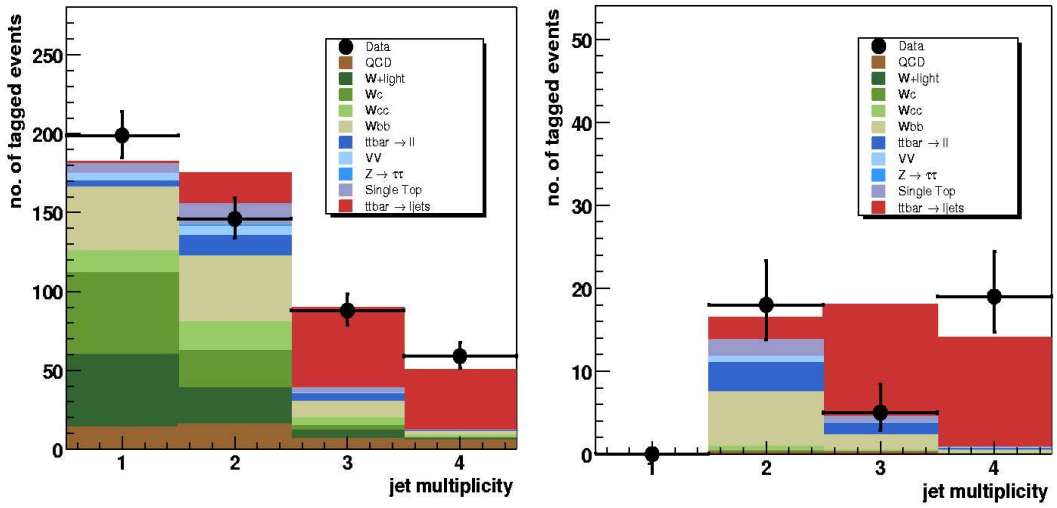


FIG. E.2.2 – *Nombre d'événements simplement étiquetés (à gauche) et doublement étiquetés (à droite) en fonction du nombre de jets de l'événement, pour tous les canaux "électron+jets" et "muon+jets" combinés. Les événements avec un ou deux jets permettent de vérifier le bon contrôle des fonds, tandis que les événements de plus haute multiplicité servent au calcul de la section efficace.*

Contrairement à l'analyse décrite dans la thèse, la section efficace est extraite directement à partir du discriminant topologique. Les distributions en vraiscemblance du signal et des fonds sont connues, elles ont été évaluées sur des événements simulés et les données réelles. La somme de ces distributions doit donner celle observée dans les données. La fraction d'événements correspondant au signal N_{tt}^{sel} et aux bruits de fond est le résultat d'un ajustement du discriminant topologique sur les données réelles. Pour augmenter l'acceptance, aucun critère de sélection n'est imposé. Le spectre entier du discriminant est utilisé pour la calcul des proportions de signal et de bruits de fond. Par conséquent, les incertitudes statistiques attendues sont faibles. La figure E.2.3 montre le résultat de cet ajustement des discriminants topologiques sur les données réelles. La section efficace mesurée est alors donnée par :

$$\sigma_{\mathrm{t\bar{t}}} = \frac{\mathrm{N_{tt}^{sel}}}{\varepsilon^{\mathrm{sel}} \cdot \mathrm{BR} \cdot \mathcal{L}}$$

et vaut, pour une masse de quark top de $m_{top} = 175\ GeV/c^2$, et pour les deux canaux "électron+jets" et "muon+jets" combinés :

$$\sigma(\mathrm{t\bar{t}}) = 6.4^{+1.3}_{-1.2}(\mathrm{stat}) \pm 0.7(\mathrm{syst}) \pm 0.4(\mathrm{lumi})\ \mathrm{pb}$$

Les incertitudes systématiques sur la section efficace liées à la présélection des événements sont les mêmes que celles dans la thèse, puisque la présélection est identique. Les incertitudes liées à la connaissance de l'étiquetage des jets b sont remplacées par celles liées à la connaissance des distributions topologiques des fonds (10%). Les autres incertitudes systématiques dominantes sont liées à la modélisation des fonds W + jets (4%) et multijets (4%) et à l'identification du lepton (4%).

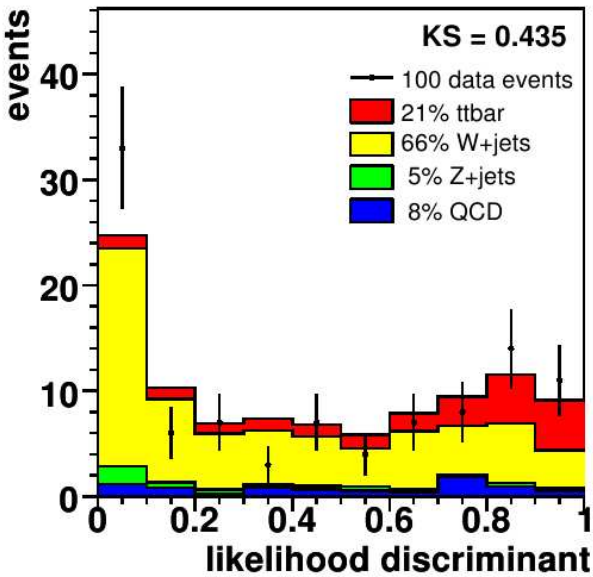


FIG. E.2.3 – *Proportion de signal et de bruits de fond dans les données, en fonction de la valeur du discriminant topologique.*

E.3 Mesure dans le canal "tau+jets"

Cette analyse de mesure de la section efficace $t\bar{t}$ dans le canal "tau+jets" est assez délicate en raison de la difficulté à identifier cette signature parmi les différents bruits de fond, et également en raison de la relativement faible statistique. C'est cependant une mesure très intéressante en raison de sa sensibilité à la nouvelle physique, notamment à la présence de bosons de Higgs chargés (Cf. partie théorie 2.2).

La signature recherchée est la suivante [77] : au moins quatre jets énergétiques dont un étiqueté b par vertex secondaire, une grande énergie transverse manquante due aux neutrinos issus du boson W et de la désintégration du lepton τ, et un lepton τ. La reconstruction et l'identification de ce dernier est assez difficile en raison des diverses signatures des leptons τ. Ils sont recherché sous leur forme hadronique, afin d'éviter les recouvrements avec les canaux "lepton+jets". Ils ressemblent alors fortement à des jets, c'est pourquoi la séparation entre τ et jets est effectuée à l'aide de discriminants topologiques basés sur des réseaux de neurones.

Les événements de bruits de fonds proviennent principalement d'une mauvaise identification du lepton τ qui est en vérité un jet. Les processus multijets constituent donc les bruits de fond principaux de cette analyse. Le taux de mauvaise identification de τ est mesuré sur des données réelles, enrichies en événements multijets. Ils servent ensuite à estimer la fraction d'événements multijets dans les données sélectionnées, comme pour les analyses dans le canal "lepton+jets".

A ce stade de la sélection, le rapport signal sur bruit n'est pas suffisant. Un discriminant topologique est alors mis en place à partir des variables suivantes : centralité, aplanarity, sphéricité, H_T défini précédemment en y ajoutant les propriétés du τ, énergie disponible dans la collision $\sqrt{s}$, variable de χ^2 formée des masses reconstruites des candidats W et *top*, impulsion transverse et significance du vertex déplacé du jet étiqueté b. Les distributions de ce discriminant sont montrées sur la figure E.3.4 pour les données, le signal et les bruits de fond.

La section efficace mesurée dans le canal "tau+jets" est :

$$\sigma(t\bar{t}) = 5.1^{+4.3}_{-3.5}(\text{stat}) \pm 0.7(\text{syst}) \pm 0.3(\text{lumi}) \text{ pb}$$

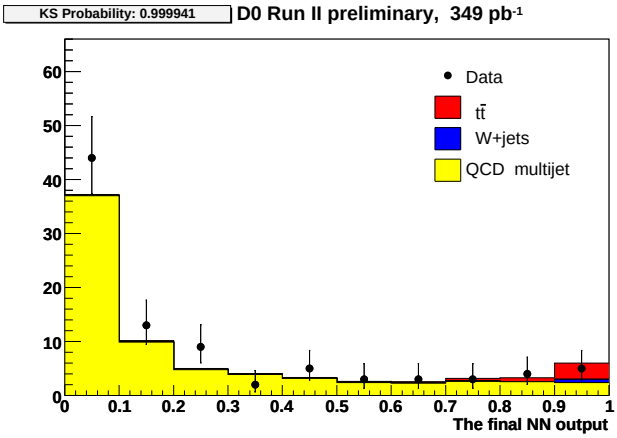


FIG. E.3.4 – *Proportion de signal et de bruits de fond dans les données, en fonction de la valeur du discriminant topologique.*

L'erreur totale sur cette mesure est dominée par les incertitudes statistiques ; c'est une analyse qui peut bénéficier de l'accroissement de la luminosité intégrée. Les incertitudes systématiques principales sont liées à la calibration des jets (10%) et à la connaissance du niveau des fonds principaux multijets (4%) et $W(\to \tau\nu) + \text{jets}$ (4%).

E.4 Mesures dans le canal "dilepton"

Les événements $t\bar{t}$ dans le canal dilepton sont des signaux très propres. La signature recherchée est caractérisée par la présence de deux leptons de charge opposée, énergétiques et isolés, d'une importante énergie transverse manquante, et un ou deux jets de quarks b. L'inconvénient est le faible rapport d'embranchement ($BR(t\bar{t} \to ll'b\bar{b}) = 1.1\%$) par famille de lepton.

Les bruits de fond sont principalement les processus $Z(\to l\bar{l})$+jets, $Z(\to \tau\tau)$+jets et dibosons, mais les processus avec faux lepton isolé ($W + \text{jets}$ et multijets) ne sont pas négligeables.

Les techniques d'évaluation des fonds avec faux lepton isolé et des fonds avec fausse énergie transverse manquante sont similaires à celle décrite dans la thèse. Des données enrichies en événements $Z + \text{jets}$ ou multijets servent à quantifier ces fonds.

Pour pallier au manque de statistique, on distingue les analyses pour lesquelles deux leptons sont clairement identifiés [78] et [79], et les analyses "lepton+trace" pour lesquelles les critères d'identification sur un lepton sont relâchés [80]. Une fois ces analyses effectuées, elles sont combinées entre-elles à l'aide de la méthode BLUE (pour *Best Linear Unbiased Estimator*) [81]. Cette méthode est requise en raison des fortes corrélations entre les différents canaux d'analyse (critères de sélection et biais systématiques notamment).

E.4.1 Mesure dans les canaux "ee", "$\mu\mu$" et "eμ"

Pour augmenter l'acceptance du signal, la sélection ne requiert pas de jets étiquetés b. Par contre, une sélection topologique adaptée à chaque canal est appliquée. La figure E.4.5 montre les nombres d'événements observés à l'issue de cette sélection topologique.

La section efficace est mesurée à partir de la méthode de vraisemblance décrite dans la thèse. Elle donne, pour les canaux combinés "di-électrons" et "di-muons" :

$$\sigma(t\bar{t}) = 5.6^{+3.5}_{-2.7}(\text{stat})^{+1.3}_{-0.9}(\text{syst}) \pm 0.4(\text{lumi})\ \text{pb}$$

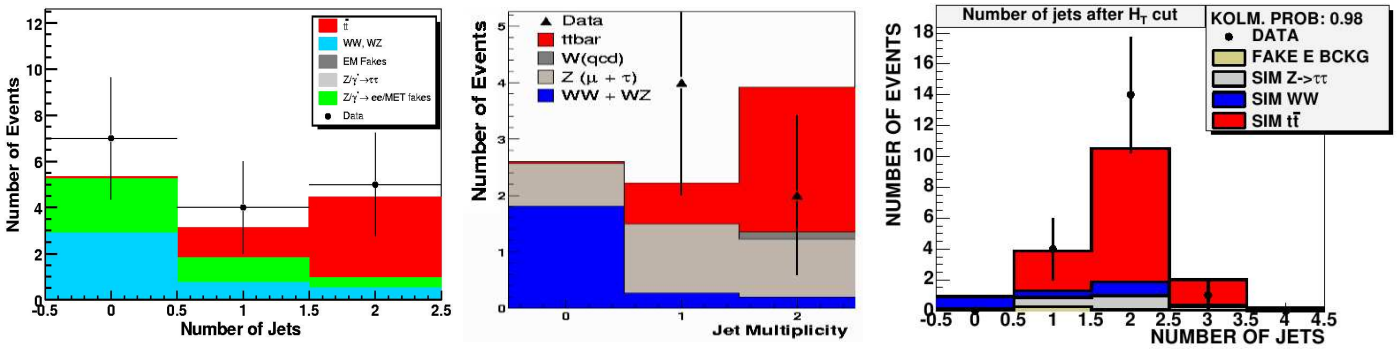


FIG. E.4.5 – *Nombre d'événements sélectionnés sélectionnés en fonction du nombre de jets, pour les canaux "di-électrons" (à gauche), "di-muons" (au centre) "électron+muon" (à droite).*

et pour le canal "électron+muon" :

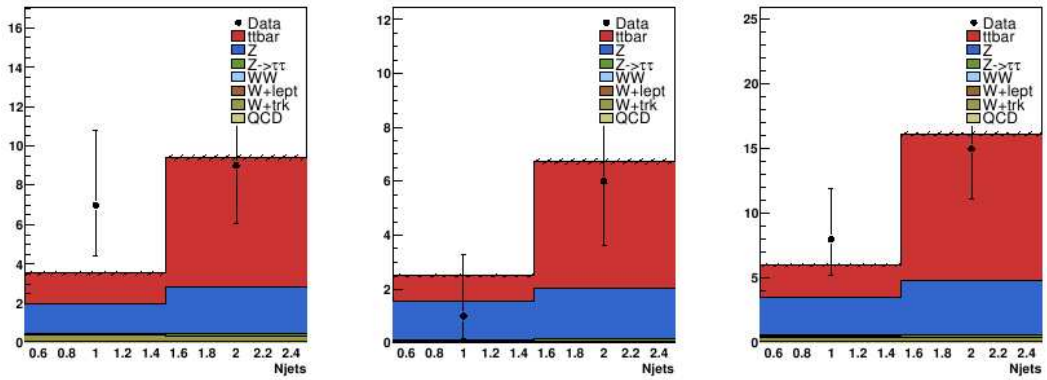
$$\sigma(t\bar{t}) = 10.4^{+3.1}_{-2.6}(\text{stat})^{+1.6}_{-0.2}(\text{syst}) \pm 0.7(\text{lumi})\ \text{pb}$$

Les incertitudes systématiques dominantes sont liées à la connaissance du niveau des fonds ($\approx$ 15%), à l'identification des leptons (8%) et à la calibration des jets (6%)

E.4.2 Mesure dans le canal "lepton+trace"

Les critères d'identification d'un des leptons est ici relâché. A la place d'un deuxième lepton, l'analyse requiert seulement une trace vérifiant des conditions comme l'impulsion transverse et l'isolation. Cela permet d'augmenter l'acceptance du signal, et d'appliquer des critères de sélection plus sévères par ailleurs. En effet, contrairement aux autres analyses dans le canal "dilepton", il est judicieux de rechercher des jets étiquetés b (par vertex secondaires).

La section efficace est extraite par une procédure de maximisation d'une fonction de vraisemblance, comme décrit dans la thèse, basée sur les nombres d'événements dans quatre canaux exclusifs : les canaux "electron+trace" ou "muon+trace", avec un ou au moins deux jets. La composition en signal et en bruits de fond est montrée sur la figure E.4.6.



(a) The e + track channel. (b) The μ + track channel. (c) The lepton+track channel.

FIG. E.4.6 – *Nombre d'événements sélectionnés en fonction du nombre de jets, pour les analyses "électron+trace" (à gauche), "muon+trace" (au centre) et la combinaison "lepton+trace" (à droite).*

Le résultat combiné de cette analyse est donné ci-dessous :

$$\sigma(\mathrm{t\bar{t}}) = 7.1^{+2.6}_{-2.2}(\mathrm{stat}) \pm 1.3(\mathrm{syst}) \pm 0.4(\mathrm{lumi})\ \mathrm{pb}$$

Les incertitudes systématiques principales sont liées à la connaissance du niveau des fonds (12%), à la calibration des jets (11%), à l'étiquetage des jets b (4%) et à l'identification des leptons et des traces (4% chacun).

Annexe F

Reconstruction complète des événements $t\bar{t}$ à ATLAS

Cette annexe présente plusieurs techniques pour reconstruire le boson W leptonique, le boson W hadronique et les deux quarks top de l'événément $t\bar{t}$. Le but est alors de reconstruire correctement deux candidats "quark top" à partir des objets sélectionnés de l'événement. La connaissance des propriétés des deux quarks top reconstruits (masse, séparation azimutale, pseudo-rapidité, ...) permet une discrimination supplémentaire contre les principaux bruits de fond.

De telles méthodes ont été développées pour faire face à trois difficultés majeures. La première concerne la méconnaissance de l'impulsion longitudinale du neutrino. La deuxième concerne les incertitudes liées aux propriétés cinématiques des objets reconstruits (leptons, jets, énergie transverse manquante) qui se répercute directement sur les propriétés des candidats W et *top*. Enfin la troisième est liée à la combinatoire pour former un quark top (à partir d'un candidat W et d'un candidat jet b).

Dans toute cette annexe, les leptons, jets et énergie transverse manquante sont sélectionnés selon la procédure décrite dans la thèse.

F.1 Reconstruction du $W \to q\bar{q}'$

Différents effets peuvent modifier les propriétés du W hadronique : les radiations de l'état final, la mesure et l'étalonnage en énergie des jets, et enfin la mesure de la direction des jets. De plus, des jets supplémentaires provenant des radiations de l'état initial, et des jets b non-étiquetés créent un fond combinatoire, compliquant ainsi la correcte reconstruction du W hadronique.

Pour s'affranchir le mieux possible de ces effets, le boson W hadronique est reconstruit à partir des paires de jets présélectionnés et non-étiquetés b. La combinaison di-jet donnant une masse invariante la plus proche de celle du W et vérifiant $|m_{jj} - m_W| < 30\ GeV/c^2$ est gardée pour la suite. Enfin, uniquement pour la reconstruction des quarks top, les propriétés cinématiques du candidat W sont modifiées de façon à donner une masse égale à celle du W. Cette dernière étape est une procédure de correction *in-situ* de l'échelle d'énergie des jets, décrite dans [82].

F.2 Reconstruction du $W \to l\nu$

La procédure de reconstruction du moment longitudinal du neutrino issu du boson W est décrite dans l'analyse à ATLAS et mène à résoudre une équation du 2nd degré. Dans les cas où les deux solutions sont réelles, il faut trouver un ensemble de critères permettant de trouver la bonne association. Regardons tout d'abord les valeurs de ces deux solutions.

On constate que dans 30% des cas, la solution de plus grand $|p_z^\nu|$ atteint des valeurs supérieures à 10^4 GeV/c qui ne sont pas physiques, compte tenu de la distribution réelle en p_z. Ces solutions peuvent être éliminées. Pour les cas restants, plusieurs solutions ont été testées.

- Les bosons W tendent à être centraux dans les événements $t\bar{t}$. Pour reconstruire des bosons W les plus centraux possibles, il suffit de prendre la solution de plus petit $|p_z^\nu|$ (ou, de manière équivalente, de plus petit $|\eta^\nu|$). Dans 63% des cas, la valeur de p_z^ν considérée est la plus proche du moment longitudinal véritable du neutrino.
- Les bosons W sont assez énergétiques dans les événements $t\bar{t}$: $< E^W > \approx 185$ GeV. Ses produits de désintégration subissent un boost très important : l'angle entre le neutrino est le lepton est relativement faible. Le sélection de la solution neutrino minimisant l'angle entre le lepton et le neutrino reconstruit est un critère possible. Dans 61% des cas, la valeur de p_z^ν considérée est la plus proche du moment longitudinal véritable du neutrino.
- Les deux solutions p_z^ν sont gardées. Le choix se fait ultérieurement, sur les propriétés du quark top reconstruit à partir du W leptonique : la combinaison $l\nu b$ donnant la meilleure masse de top est conservée pour l'analyse. Cette méthode augmente la combinatoire associée à la reconstruction de candidats "top", et provoque un biais important dans l'identification des événements $t\bar{t}$. C'est pourquoi cette procédure est écartée de l'analyse.
- La dernière solution consiste à tirer profit des relations cinématiques entre le neutrino et le lepton issus du W. L'angle entre le lepton reconstruit et le neutrino généré est corrélé à l'énergie du système {lepton+neutrino} reconstruit. Il est possible de construire une fonction de vraisemblance à l'aide de cette distribution à deux dimensions et de la distribution en impulsion longitudinale du neutrino. Les deux solutions $p_z^{\nu+}$ et $p_z^{\nu-}$ sont testées. La solution conservée maximise la fonction :

$$\mathcal{P}\left(\Delta\Theta(\vec{p^l}, \vec{p^{\nu\pm}}),\ E^{l+\nu\pm}\right) \times \mathcal{P}(|p_z^{\nu\pm}|)$$

  où $\mathcal{P}(x)$ est la densité de probabilité de la variable x. Bien que cette méthode utilise une information supplémentaire, ses performances sont assez peu améliorées par rapport aux méthodes précédentes. L'information sur l'angle entre les deux objets est précise pour des bosons W énergétiques, ce qui représente une part peu importante des événements. Dans 65% des cas, la valeur de p_z^ν considérée est la plus proche du moment longitudinal véritable du neutrino. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle introduit une dépendance supplémentaire sur la résolution en énergie transverse manquante.

Des trois méthodes, celle qui consiste à prendre la solution de plus petit module est gardée pour l'analyse. Le choix des de cette méthode est motivé par ses performances et sa faible sensibilité aux incertitudes systématiques.

Les solutions de l'équation sont imaginaires si la masse transverse reconstruite est supérieure à la masse du W. Environ 30% des événements $t\bar{t}$ n'ont pas de solution réelle pour p_z^ν. Dans ces cas, plusieurs solutions ont été testées.

- La première possibilité consiste à écarter ces événements de la sélection. La perte en statistique est non négligeable (30% des événements).
- La deuxième solution est de considérer que la masse transverse $m_T^{l\nu}$ est la vraie masse du boson W puisque celui-ci a une certaine largeur ($\Gamma_W \approx 2\ GeV$). Cette hypothèse conduit à une valeur nulle pour p_z^ν. L'obtention d'une valeur de masse transverse $l\nu$ supérieure à la masse du W est principalement due à la résolution en énergie des jets. Cette méthode néglige donc à tort les effets du détecteur et de la reconstruction. Elle n'est pas utilisée pour la suite de l'analyse.
- La troisième solution consiste à corriger les effets du détecteur, de la reconstruction de l'identification des objets. Elle est décrite dans l'analyse à ATLAS. Cette méthode, comme la précédente, a l'avantage de conserver tous les événements. La résolution sur l'impulsion longitudinale du neutrino reconstruit est similaire à celle obtenue lorsque les deux solutions sont réelles. Pour ces deux raisons, c'est cette méthode qui est choisie pour la suite de l'analyse.

Ainsi, il est possible de reconstruire les propriétés cinématiques du neutrino et du boson W leptonique, en imposant une contrainte sur la masse invariante du lepton et du neutrino. Cependant, de telles méthodes sont très sensibles à des effets physiques et des effets liés au détecteur. Les solutions proposées présentent un taux de pureté similaire, légèrement supérieur à 60%.

F.3 Reconstruction des quarks top

Pour reconstruire les deux quarks top, il faut associer correctement les jets aux bosons W précédemment reconstruits. Les jets prioritaires pour ces associations sont les jets étiquetés b puisque le taux de mauvais étiquetage est faible (1%). Plusieurs estimateurs ont été testés pour la reconstruction et la sélection des candidats "top". Pour reconstruire deux quarks top, on dispose de deux bosons W, de deux jets étiquetés b, ou d'un seul jet étiqueté b et des jets légers supplémentaires (notés b aussi par la suite).

- Pour chaque combinaison, la masse des deux candidats "top" est formée. La combinaison retenue est celle qui satisfait l'estimateur suivant :

$$\chi^2 = \frac{(m_{l\nu b} - m_{top}^{PDG})^2}{\sigma^2(m_{l\nu b})} + \frac{(m_{jjb} - m_{top}^{PDG})^2}{\sigma^2(m_{jjb})}$$

  Les candidats "top" sélectionnés sont ceux qui ont une masse la plus proche de la masse générée. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle biaise la distribution en masse des quarks top reconstruits, ce qui diminue son pouvoir discriminant.
- Afin de réduire ces biais en masse de quarks top, de nouvelles variables sont ajoutées à l'estimateur précédent. Les candidats "top" retenus sont ceux qui satisfont l'estimateur

suivant :

$$\chi^2 = \frac{(m_{l\nu b} - m_{top}^{PDG})^2}{\sigma^2(m_{l\nu b})} + \frac{(m_{jjb} - m_{top}^{PDG})^2}{\sigma^2(m_{jjb})} + \frac{(m_{l\nu b} - m_{jjb})^2}{\sigma^2(m_{l\nu b}) + \sigma^2(m_{jjb})} + \frac{(\Delta\Phi(\vec{p^{l\nu b}}, \vec{p^{jjb}}) - \pi)^2}{\sigma^2(\Delta\Phi)}$$

avec $\sigma(\Delta\Phi) = 0.2\ rad$. Les candidats "top" sélectionnés sont ceux qui ont une masse la plus proche de la masse générée, une masse la plus proche entre eux, afin de tenir compte d'éventuels défauts de calibration des jets, et doivent être dos-à-dos dans le plan transverse. Comme précédemment, cette méthode biaise la distribution en masse des quarks top reconstruits.

- Afin d'être le moins sensible à la masse du quark top dans la sélection des candidats "top", l'estimateur est construit uniquement à partir de leurs propriétés angulaires. La distribution en pseudo-rapidité du système $t\bar{t}$ est décrite par une somme de deux gaussiennes centrées en $\eta_{t\bar{t}} \approx \pm 3.0$. Les paires de quarks top sont produites dos-à-dos dans le plan transverse. L'estimateur utilisé pour choisir la combinaison de W et de jets est :

$$\chi^2 = \frac{(|\eta_{l\nu b+jjb}| - 3.0)^2}{\sigma^2(\eta_{l\nu b+jjb})} + \frac{(\Delta\Phi(\vec{p^{l\nu b}}, \vec{p^{jjb}}) - \pi)^2}{\sigma^2(\Delta\Phi)}$$

L'avantage ici est que le choix dans la combinaison des objets est indépendante de la masse reconstruite des candidats "top". Cependant, les distributions en masse invariante des candidats *top* sélectionnés sont beaucoup plus larges ($\sigma(m_{top}) \approx 30\ GeV/c^2$) qu'avec les autres méthodes.

Bibliographie

[1] S. Weinberg, "The quantum theory of fields", Cambridge University Press (1996) ISBN 0-521-55002-5 ;
T.P. Cheng, L.F. Li, "Gauge theory of elementary particle physics", Oxford University Press (1982) ISBN 0-19-851961-3 ;
M.E. Peskin and D.V. Schroeder, "An introduction to quantum field theory", HarperCollins (1995) ISBN 0-201-50397-2 ;
S.F. Novaes, "Standard Model : An Introduction", hep-ph/0001283

[2] S.L Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961) ;
A. Salam et J.C. Ward, Phys. Rev. Lett. **13**, 168 (1964) ;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).

[3] "Particule Data Group", (2006).

[4] W.Berneuther, M. Sukuzi, "The electric dipole moment of the electron", Review of Modern Physics, 87, 2 (1991).

[5] M.E. Peskin, "Beyond the Standard Model", European School of High-Energy Physics, 1-14 Sept 1996, CERN-97-03.

[6] M. Lindner, Z. Phys, C31, 295 (1986).

[7] L. Susskind, "Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg-Salam theory", Phys. Rev D 20, 2619 (1979).

[8] Collaboration CTEQ `http ://www.phys.psu.edu/ cteq`

[9] T. Sjöstrand *et al.*, "PYTHIA 6.2 : Physics and Manual", hep-ph/0108264 (2001).

[10] G. Corcella *et al.*, "HERWIG 6 : An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymetric processes)", JHEP **01** 010, hep-ph/0011363 (2001).

[11] N. Kidonakis, R. Vogt, "Next-to-Next-to-leading Order Soft-Gluon Corrections in Top Quark Hadroproduction", Phys. Rev. D 68, 114014 (2003) ;
N. Kidonakis, R. Vogt, "Theoretical status of the top quark cross section", arXiv :hep-ph/0410367v1 (2005) ;
N. Kidonakis, communication privée.

[12] `http ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TopReferences`

[13] M.C. Smith et S. Willenbrock, "QCD and Yukawa Corrections to Single-Top-Quark Production via $q\vec{q}$", Phys. Rev. D **54**, 6696 (1996) ;
T. Stelzer, Z. Sullivan et S. Willenbrock, "Single-Top-Quark production via W-gluon Fusion at Next-to-Leading Order", Phys. Rev. D **56**, 5919 (1997) ;

B.W. Harris, E. Laenen, L.Phaf, Z. Sullivan, S. Willenbrock et S. Weinzierl, "Fully Differential Single-Top-Quark Cross Section in Next-to-Leading Order QCD", Phys. Rev. D **66**, 054024 (2002) ;
Z. Sullivan, "Understanding single-top-quark production and jets at hadron colliders", Phys. Rev. D **70**, 114012, hep-ph/0408049 (2004) ;
Q.-H. Cao, R. Schwienhorst et C.-P. Yuan, "Next-to-Leading Order Corrections to Single Top Quark Production and Decay at the TeVatron : 1. s-channel process", Phys. Rev. D **71**, 054023, hep-ph/0409040 (2005) ;
Q.-H. Cao, R. Schwienhorst, J.-A. Benitez, R. Brock et C.-P. Yuan, "Next-to-Leading Order Corrections to Single Top Quark Production and Decay at the TeVatron : 2. t-channel process", Phys. Rev. D **72**, 094027, hep-ph/0504230 (2005).

[14] The DØ collaboration, "Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of $|V_{tb}|$", Fermilab-pub-06/475-E.

[15] A. Ahmadov *et al.*, "Top quark physics", hep-ph/0003033.

[16] M.L. Mangano, F. Piccinini, A.D. Polosa, M. Moretti, R. Pitau, "ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions", hep-ph/0206293, (2003).

[17] V. Barger, J. L. Hewett, R. J. N. Phillips, "New constraints on the charged Higgs sector in two-Higgs-doublet models", Phys. Rev. D 41, 3421 (1990) ;
R. Diaz, R. Martinez, J.-A. Rodriguez, "Lepton Flavor Violation in the Two Higgs Doublet Model type III", Phys.Rev. D63 (2001) 095007, arXiv :hep-ph/0010149v2

[18] P. Verdier, These de doctorat, Université Claude Bernard Lyon I (2001).

[19] S.R. Slabospitsky, L. Sonnenschein, "TopReX generator", Comput. Phys. Commun. 148 (2002) 87, hep-ph/0201292 ;
`http ://sirius.ihep.su/špitsky/toprex/toprex.html`

[20] J.M. Campbell anr R. K. Ellis, "An update on vector boson pair production at hadron colliders", Phys. Rev. D **60**, 113006 (1999)

[21] V. Barger, M. S. Berger, and R. J. N. Phillips, "Implications of $b \to s\gamma$ Decay Measurements in Testing the Higgs Sector of the Minimum Supersymmetric Standard Model", Phys. Rev. Lett. 70, 1368 - 1371 (1993) ;
The DELPHI Collaboration, "Search for charged Higgs bosons at LEP in general two Higgs doublet models", Eur. Phys. J. C 34, 399-418 (2004) ;
LEP Higgs working group, "Search for Charged Higgs bosons : Preliminary Combined Results Using LEP Data Collected at Energies up to 209 GeV", LHWG Note/2001-05 (2001) ;
T. D. Nguyen and G. C. Joshi, "Generation-changing processes in two-Higgs-doublet models", Phys. Rev. D 37, 3220 - 3224 (1988)

[22] A. Lucotte, "Recherche du/des Higgs au Tevatron", Cours de l'école de Gif (2001).

[23] S. Abachi *et al.*, (DØ collaboration) "The DØdetector", Nucl. Instr. and methods, A338, 185 (1994).

[24] V. M. Abazov *et al.*, (DØ collaboration) "The upgraded DØdetector", hep-ph/0507191.

[25] S. Crépé-Renaudin, "Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II", DØ Note 4023 (2002) ;

J. Zhu, "Determination of Electron Energy Scale and Energy Resolution using p14 *Zee* Data",DØ Note 4323 (2004).

[26] J.M. Butler, "Local Muon Momentum resolution", DØ Note 4002 (2002) ;
A.W Askaw, "Parametrizing the Local Muon Resolution in p13 Data for PMCS", DØ Note 4314 (2003) ;
C. Clement, F. Deliot, T. Golling, K. Haganaki, B. Leonhardt, M. Mulders, E. Nurse, S. Soldner-Remboldt, J. Stark, "Muon ID Certification for p14", DØ Note 4350 (2004).

[27] `http ://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/status/index.html`

[28] H. Greenlee, "The DØ Kalman Track Fit", DØ note 4303 (2004).

[29] M. Narain et A. Schwartzman "Probabilistic Primary Vertex Selection", DØ note 4042 (2002).

[30] A. Garcìa-Bellido *et al.*, "Primary Vertex certification in p14", DØ note 4320 (2004).

[31] `http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/emid.html`

[32] E. Busato et B. Andrieu, "Jet Algorithms in DØ Run II Software : Description and Uses's Guide", DØ note 4457 (2004).

[33] G. Bernardi *et al.*, "NADA : A New Event by Event Hot Cell Killer", DØ note 3687 (1999) ;
G. Bernardi *et al.*, "Improvement of the NADA Algorithm : Hot Cell Killing in D0 Run II Data", DØ note 4457 (2002).

[34] G. Bernardi *et al.*, "Improvements from the T42 Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction", DØ note 4335 (2004) ;
J.-R. Vlimant *et al.*, "Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression", DØ note 4146 (2003).

[35] J.-L. Agram *et al.*, "Jet Energy Scale at DØ Run II", DØ Note 4720 (2005).

[36] `http ://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/verification.htm`

[37] R. Brun *et al.*, "GEANT - Detector Description and Simulation", CERN Program Library Long Writeup W 5013 (1994).

[38] Top Physics Working Group, "DØTop Analyses and Data Sample for the Winter Conferences 2004", DØ Note 4419, (2004).

[39] J.-L. Agram, Thèse de doctorat, Université de Haute-Alsace (2004).

[40] N. Makovec and J.-F. Grivaz, "Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets", DØ note 4914 (2005) ;
N. Makovec and J.-F. Grivaz, "The Relative Data - Monte Carlo Jet Energy Scale", DØ note 4807 (2005).

[41] The DØ collaboration, "Measurement of Bd mixing using opposite-side flavor tagging", hep-ex/0609034 (2006).

[42] C. Ay *et al.*, "B_s mixing in $B_s \to D_s e\nu X,\ D_s \to \phi\pi$ decay mode", DØ note 5174 (2006)

[43] A. Lucotte, "B physics with the D0 Detector Upgrade", DØ note 3677 (1999).

[44] F. Beaudette and J.-F. Grivaz, "The Road Method (an algorithm for the identification of electrons in jets)", DØ note 3976 (2002).

[45] F. Beaudette, Thèse de doctorat, Université Paris XI (2003).

[46] F. Chevallier, S. Crépé-renaudin, A. Lucotte, "The Road Method with the CPS", DØ note 4868.

[47] J. Stark, communication privée.

[48] C. Clement *et al.*, "MuonID Certification for p14", DØ note 4350 (2004).

[49] Y. Maravin, "Optimization of central track matching to electromagnetic objects by utilizing central preshower stereo clusters", DØ note 4411 (2004).

[50] D. Alton, J.-P. Konrath "Energy measurements with the central preshower detector", DØ note 4665 (2004).

[51] `http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/d0_private/wg/production/Ipanema_analyses`, Top Production Group, Ipanema analyses webpage

[52] `http ://www.slac.stanford.edu/l̃ange/EvtGen`

[53] S. Jadach *et al.*, "Tauola 2.5", CERN-TH-6793 (1992).

[54] E. Shabalina, M.-A. Pleier, J.-R. Vlimant, "Measurement of the tbart Production Cross-Section at sqrts=1.96 TeV in the Electron+Jets Final State using a Topological Method with 425 pb of PASS2 data", DØ note 5181 (2006).

[55] N. Gollub, E. Shabalina, "Measurement of the tbart Production Cross-Section at sqrts=1.96 TeV in the Muon+Jets Final State using a Topological Method with PASS2 data", DØ note 5182 (2006).

[56] G. Otero y Garzon, PhD thesis, University of Illinois (2006).

[57] `http ://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/`

[58] J. Campbell, K. Ellis, "MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn processes", `http ://mcfm.fnal.gov/`

[59] J. Stark, "Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in the Lepton+jets Final States using Soft Muon Tags", DØ note xxxx (2004) ;
The DØ collaboration, "Top quark search with the DØ 1992-1993 data sample", Phys. Rev. D 52, 9, 4877 (1995) ;
S.-M. Chang, PhD thesis, Northeastern University (1996).

[60] The ATLAS collaboration, "ATLAS Technical Design Report", CERN (1999).

[61] The ATLAS collaboration, "Technical Desing Report, ATLAS Calorimeter Performance" ISBN 92-9083-089-1 (1996).

[62] F. Hubaut, "CSC MCatNLO/AcerMC ttbar events with L1 trigger", `http ://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a062513`

[63] D. Pallin, `http ://esmane.physics.lsa.umich.edu/wl/atlas/meetings/2005/rome/20050610-umwlap002-03-pallin/real/f001.htm`;
S. Binet, "Light jet energy scale in situ calibration using a resonance decay in the $t\bar{t}$ channel with ATLAS", ATL-COM-SOFT-2005-001 (2005) ;
C. Biscarat, "In-situ jet energy calibration methods in ATLAS at the CERN LHC", ATL-SLIDE-2003-001 (2003).

[64] R. Brun *et al.*, "GEANT - Detector Description and Simulation,"Nucl. Instr. and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250-303, IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No. 1 (2006) 270-278.

[65] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli, "ATLFAST : a fast simulation package for ATLAS", ATL-PHYS-98-131 (1998).

[66] S. Frixione and B.R. Webber, "Matching NLO QCD computations and parton shower simulations", JHEP 0206 (2002) 029 [hep-ph/0204244] ;
S. Frixione, P. Nason, B.R. Webber, "Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production", JHEP 0308 (2003) 007 [hep-ph/0305252] ;
S. Frixione, E. Laenen, P. Motylinski, B.R. Webber, "Single-top production in MC@NLO", JHEP 0603 (2006) 092 [hep-ph/0512250] ;
`http ://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNLO`

[67] J.M. Butterworth, Jeffrey R. Forshaw, M.H. Seymour, "Multiparton interactions in photoproduction at HERA", CERN-TH-96-82, M-C-TH-96-05, UCL-HEP-96-02, Z.Phys.C72 :637-646 (1996), hep-ph/9601371. ;
"JIMMY Generator : Multiparton Interactions in HERWIG",
`http ://projects.hepforge.org/jimmy/`

[68] M. Cobal, "ISR and FSR systematics in top events",
`http ://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a061085`

[69] The Tevatron Electroweak Working Group (for the CDF and D0 Collaborations), "A Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark", arXiv :hep-ex/0703034v1 (2007).

[70] The ATLAS collaboration, "Luminosity measurement and monitoring in ATLAS",
`http ://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=8791` ;
The LUCID group, "Status of LUCID",
`http ://cern.ch/vhedberg/atlas/transp/lucid_20_feb_2007.pdf`

[71] G. J. Otero y Garzon, C. E. Gerber, E. Shabalina, "Measurement of the ttbar Production Cross Section in ppbar Collisions at sqrt(s)=1.96TeV using Secondary Vertex b-Tagging", DØ note 5113 (2006).

[72] F. Chevallier, S. Crepe-Renaudin, "Measurement of the ttbar Production Cross Section at sqrt(s)=1.96 TeV in the Lepton+Jets Final State using Soft Muon Tagging on the first 360/pb of d0 Run II data", DØ note 5115 (2006).

[73] `https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AthenaFramework`

[74] M. Begel, "Reconstructing top events with p14 multijets samples", DØ note 5091 (2005).

[75] G.J. Otero y Garzon, C.E. Gerber, E. Shabalina, "Measurement of the ttbar Production Cross Section in ppbar Collisions at sqrt(s)=1.96TeV using Secondary Vertex b-Tagging", DØ note 5113 (2006).

[76] N.Gollub, K.Harder, E.Shabalina, "Combined ttbar Production Cross Section at sqrts=1.96 TeV in the Lepton+Jets channel using event kinematics", DØ note 5294 (2006).

[77] M. Arov, D. Chakraborty, "Measurement of $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t})$ in $\tau + jets$ channel", DØ note 5158 (2006).

[78] S. Anderson *et al.*, "Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section at $\sqrt{s} = 1.96\ TeV$ in ee and $\mu\mu$ final states using 370 pb^{-}1 of pass2 data", DØ note 4827 (2005).

[79] M. Besançon, F. Déliot, V. Sharyy, "Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section at $\sqrt{s} = 1.96\ TeV$ in electron muon final states", DØ note 4877 (2005).

[80] C. Clément, S. Lager, K. Ranjan, E. Shabalina, "Top quark production cross section in the lepton+track channel using secondary vertex b-tagging", DØ note 5011 (2006).

[81] L. Lyons, D. Gibaut, P. Clifford, "How to combine correlated estimates of a single physical quantity", Nucl. Instrum. Meth. **A 270**, 110 (1988).

[82] I. Borjanovic *et al.*, "Investigation of top mass measurements with the ATLAS detector at LHC", Eur. Phys. J. C 39 , Suppl. 2 (2005) s63-s90.

Abstract

One of the main challenges of the current and future colliders TeVatron and LHC is the discovery of physics beyond the Standard Model. This goal may be accessible through precision measurements in the top quark sector. Deviations from theoretical predictions may bring to light the first indirect signs of new physics.

The work exposed in this thesis deals with the production cross-section of top quark pairs via the strong interaction, within both DØ and ATLAS collaborations.

Firstly, I've worked at DØ on the improvement of the reconstruction of soft electrons, in order to tag b-jets produced in top-antitop quarks events. Then I focused myself on the measurement of the top quark pair production cross-section with 420 pb^{-1} of DØ data. The measured cross-section is in agreement with the Standard Model expectations.

In the ATLAS experiment, I tried to develop a procedure in ordrer to select top quark pair events, using the knowledge and the techniques from the DØ experiment. This work also highlighted the main systematic sources that can affect the sensitivity of the measurement. After one year of data taking at low luminosity, this preliminary analysis obtains a sensitivity at a few percent level, leading to a good discovery potential of new physic signs, like charged Higgs bosons. These new particles appear in non minimal standard models, and modify the phenomenology of top pair events. This new analysis has shown a good sensitivity for some regions of the parameter space.

Keywords Particle physics, ATLAS, DØ, Standard Model, top quark, production cross-section, new physics, two Higgs doublet model, charged Higgs boson, b-tagging, electron in jets, soft lepton, JPsi, preshower detector.

Résumé

La mise en évidence de nouvelle physique est l'un des enjeux des expériences auprès des grands collisionneurs TeVatron et LHC. Le quark top se place dans ce contexte de recherche. Des mesures de couplages et de propriétés du quark top non conformes aux prédictions théoriques seraient les premiers effets indirects d'une physique non décrite par le Modèle Standard.

Le travail décrit dans cette thèse porte sur l'étude de la section efficace de production de quarks top par interaction forte au sein des deux collaborations DØ et ATLAS.

Mon travail à DØ a tout d'abord consisté en l'amélioration de la reconstruction des électrons de faible impulsion au sein de jets. Ce nouvel algorithme peut désormais être utilisé pour identifier les jets de quarks b, produits dans les événements top-antitop recherchés. Ce travail s'est poursuivi par une analyse de mesure de la section efficace de production de paires de quarks top, avec 420 pb^{-1} de données de l'expérience DØ. Les résultats de cette analyse sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard.

Dans l'expérience ATLAS, mon travail a consisté à élaborer une procédure de sélection des événements top-antitop, en adaptant les connaissances et les techniques issues de l'expérience DØà l'environnement plus exigeant des collisions du LHC. Cette analyse a permis d'identifier les sources d'incertitudes qui auront un impact sur la mesure. Pour une année de fonctionnement du détecteur à basse luminosité, cette section efficace pourrait être mesurée avec une précision de quelques pourcents. Cette sensibilité permettrait de déceler des signes de nouvelle physique. La phénoménologie des événements top-antitop est modifiée par la présence de bosons de Higgs chargés apparaissant dans des modèles standard non minimaux. L'analyse effectuée dans ce nouveau cadre théorique a ainsi montré qu'une découverte serait possible pour certaines régions de l'espace des paramètres.

Mots clés Physique des particules, ATLAS, DØ, Modèle Standard, quark top, section efficace, nouvelle physique, modèle à deux doublets de Higgs, boson de Higgs chargé, étiquetage des jets b, électron dans les jets, lepton mou, JPsi, détecteur de pieds-de-gerbes.