Numéro d'ordre : DU 1894 PCCF T 0804
EDSF : 594

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
SPECIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Florent Lacroix
Maître ès-sciences, Master 2

Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans le canal lepton+tau+jets+met dans l'expérience DØ et interprétation en terme de boson de Higgs chargé

Soutenue publiquement le 5 décembre 2008,
devant la commission d'examen composée de :

F.	Badaud	Directrice de thèse
A.	Baldit	Président du jury
M.	Besançon	Rapporteur
P.	Gay	Examinateur
A.	Lucotte	Rapporteur
R.	Tenchini	Examinateur

À René James,

Table des matières

Introduction **5**

1 Contexte théorique **7**
1.1 Le modèle standard de la physique des particules . . . 7
1.1.1 Généralités . . . 7
1.1.2 L'électrodynamique quantique . . . 8
1.1.3 La théorie électrofaible . . . 9
1.1.4 Développement perturbatif et renormalisation . . . 10
1.1.5 La chromodynamique quantique . . . 10
1.1.6 Le mécanisme de Higgs . . . 10
1.2 Les modèles avec deux doublets de Higgs . . . 14
1.2.1 Classification par type . . . 16
1.2.2 Potentiel . . . 16
1.2.3 États propres de masses . . . 17
1.3 Le secteur du Higgs dans le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) . 18
1.3.1 La supersymétrie . . . 18
1.3.2 Le modèle standard supersymétrique minimal . . . 22
1.3.3 La brisure de la symétrie électrofaible dans le MSSM . . . 25
1.4 La phénoménologie du quark top et du boson de Higgs chargé au Tevatron . . . 27
1.4.1 Le quark top . . . 27
1.4.2 Le boson de Higgs chargé . . . 30

2 Le Tevatron et le détecteur DØ **37**
2.1 Le système d'accélération et de collision . . . 37
2.1.1 Production du faisceau de protons . . . 37
2.1.2 Élaboration du faisceau d'antiprotons . . . 39
2.1.3 Performances du Tevatron - Luminosité . . . 39
2.2 Le détecteur DØ . . . 42
2.2.1 Le détecteur de vertex . . . 42
2.2.2 Le détecteur à fibres scintillantes . . . 43
2.2.3 L'aimant solénoïdal . . . 44
2.2.4 Le calorimètre . . . 44
2.2.5 Les détecteurs de pied de gerbe . . . 48
2.2.6 Les détecteurs inter-cryostat et "Massless gap" . . . 50
2.2.7 Le spectromètre à muons . . . 50
2.2.8 Les moniteurs de luminosité . . . 51
2.3 La chaîne de simulation . . . 52

3 Reconstruction et identification des objets physiques **55**
3.1 Reconstruction et identification des objets . . . 55
3.2 Calibration et échelles d'énergies . . . 69
3.2.1 Calibration du calorimètre . . . 69
3.2.2 Échelles d'énergies . . . 70
3.2.3 Étude sur l'intercalibration en η du calorimètre hadronique et la résolution en énergie des jets . . . 73
3.3 Corrections supplémentaires apportées au Monte Carlo . . . 77
3.3.1 Calibration relative des jets entre données et simulation . . . 77
3.3.2 Corrections apportées aux leptons . . . 79

4 Système de déclenchement à DØ et identification des taus au niveau 3 **81**
4.1 Le système de déclenchement à DØ . . . 81
4.1.1 Le niveau 1 . . . 81
4.1.2 Le niveau 2 . . . 83
4.1.3 Le niveau 3 . . . 83
4.2 Identification des leptons taus au niveau 3 . . . 84
4.2.1 Reconstruction et identification des leptons taus au niveau 3 . . . 84
4.2.2 Développement de nouveaux outils d'identification . . . 85
4.2.3 Conclusion . . . 92

5 Conception et tests de déclenchements "jets +$\not\!\!E_T$" de niveau 3 **93**
5.1 Système de déclenchement "jets +$\not\!\!E_T$" . . . 93
5.1.1 Motivations . . . 93
5.1.2 Les définitions de déclenchement "jets+$\not\!\!E_T$" au début du Run IIb . . . 94
5.2 Estimation des performances du déclenchement "jets +$\not\!\!E_T$" . . . 96
5.2.1 Efficacités . . . 96
5.2.2 Taux de déclenchement . . . 97
5.3 Conception du niveau 3 . . . 101
5.3.1 Conception de la définition de déclenchement "dijet" . . . 103
5.3.2 Énergie transverse manquante au niveau 3, conception d'une définition de déclenchement "dijet" alternative . . . 103
5.3.3 Conception des définitions de déclenchement "monojet" et "multijets" . . . 105
5.4 Résultats et vérifications en ligne . . . 105

6 Amélioration de la résolution en énergie des jets avec le Central Preshower **107**
6.1 Calcul de l'énergie déposée par les jets dans le CPS . . . 107
6.1.1 Du détecteur aux clusters-3D . . . 107
6.1.2 Événements Monte Carlo utilisés . . . 108
6.1.3 Association des clusters-3D aux jets . . . 108
6.1.4 Calcul de la contribution à l'énergie des jets . . . 109
6.2 Détermination de l'énergie des jets avec le CPS . . . 110
6.2.1 Détermination du coefficient α . . . 110
6.2.2 Résultats sur la résolution en énergie des jets . . . 110
6.2.3 Études supplémentaires . . . 113
6.3 Détermination de l'énergie des jets avec de nouvelles fractions d'échantillonnage . 116
6.3.1 Pondération de la couche EM1 . . . 116
6.3.2 Addition d'un facteur pour tenir compte du cryostat . . . 118
6.4 Conclusion . . . 118

7 Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top **121**
7.1 Déclenchement et données utilisées . . . 121
7.1.1 Sélection des données . . . 121
7.1.2 Réjection des données corrompues . . . 122
7.2 Simulation du signal et des bruits de fond . . . 122
7.2.1 Événements $t\bar{t}$ . . . 123
7.2.2 Événements W+jets . . . 123
7.2.3 Événements Z/γ^*+jets . . . 124
7.2.4 Événements top célibataire . . . 127
7.2.5 Événements multijets . . . 127
7.2.6 Corrections appliquées sur les événements simulés . . . 127
7.3 Présélection des événements "lepton+jets" . . . 128
7.3.1 Sélection des événements . . . 128
7.3.2 Efficacité de déclenchement . . . 129
7.3.3 Normalisation du fond W+jets et estimation du fond multijets . . . 130
7.3.4 Résultats . . . 131
7.4 Sélection des événements Lepton+Jets+Tau . . . 138
7.4.1 Sélection du lepton tau dans les événements lepton+jets . . . 138
7.4.2 Critères additionnels . . . 138
7.4.3 Correction des jets reconstruits comme des taus . . . 138
7.4.4 Estimation du bruit de fond multijets . . . 139
7.4.5 Résultats . . . 140
7.5 Sélection finale . . . 144
7.5.1 Optimisation des coupures . . . 144
7.5.2 Estimation de l'efficacité de sélection du signal $t\bar{t}$ . . . 144
7.5.3 Résultats . . . 146
7.6 Incertitudes systématiques . . . 150
7.7 Extraction de la section efficace . . . 151
7.8 Combinaison . . . 154
7.9 Conclusion . . . 155

8 Recherche du boson de Higgs chargé **157**
8.1 Simulation du signal . . . 157
8.2 Calcul des limites . . . 158
8.3 Résultats . . . 161
8.4 Prospectives . . . 161

Conclusion **165**

A Études des jets dans l'ICD ou sur l'avant **167**

B Distributions additionnelles **173**

Remerciements

Durant ma thèse, j'ai eu la chance de travailler avec de nombreuses personnes que je souhaiterais à présent remercier pour leur disponibilité et pour tout ce qu'elles m'ont apporté au cours de ces trois années.
Je remercie tout d'abord le directeur du LPC de Clermont-Ferrand, Alain Baldit, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et accepté d'être le président de mon jury de thèse.
Mes remerciements vont ensuite à Frédérique Badaud, qui a dirigé cette thèse et à qui je ne saurais exprimer toute ma reconnaissance et ma sympathie. Sa bonne humeur, sa rigueur scientifique, ses conseils et son ouverture d'esprit ont fait de ces trois années de doctorat une période enrichissante et passionnante. Merci de m'avoir guidé tout au long de cette thèse, en acceptant mes horaires décalés, et en étant toujours présente lorsqu'il le fallait. Ce fut pour moi un réel plaisir de travailler avec vous et de partager le même bureau. Mille fois merci pour tout, je vous dois énormément.
Je souhaiterais ensuite remercier les autres membres du groupe DØ de Clermont-Ferrand, à commencer par Pascal Gay pour ses conseils avisés, notamment lors des réunions de groupe. Merci en plus d'avoir accepté d'être dans mon jury de thèse et pour les judicieuses remarques, tant sur la présentation orale que sur le manuscrit. Je suis également très reconnaissant envers Philippe Gris pour son aide précieuse et diversifiée, aussi bien sur la théorie que sur les arcanes du code de DØ. Merci pour tout. Enfin, je remercie les autres (anciens) doctorants du groupe, Vincent Lesné et Fabrice Tissandier, entre autres pour les échanges de scripts et autres bons procédés. Merci à toi Fabrice, pour les moments partagés à FNAL et ta constante disponibilité pour répondre à toutes mes questions.
Je tiens maintenant à remercier très chaleureusement les rapporteurs de cette thèse, Marc Besançon et Arnaud Lucotte, pour leur lecture très attentionnée du manuscrit, malgré la piètre qualité de la première version qu'ils ont reçue. Grâce à vos nombreuses remarques, la qualité du manuscrit a été grandement améliorée. Merci beaucoup !
Je remercie également Roberto Tenchini d'avoir accepté de participer à mon jury. Ce fut un honneur pour moi.
Je voudrais maintenant remercier les membres du groupe "L3" qui m'ont aidé lors de mon travail sur les leptons taus au niveau 3 du système de déclenchement, en particulier Abid Patwa, Per Jonsson, Daniela Bauer et Rick Jesik.
Je souhaiterais également transmettre mes plus vifs remerciements aux personnes avec lesquelles j'ai travaillé à FNAL lors de la conception et de la mise en ligne des déclenchements "jet+met", tout particulièrement à Christophe Ochando, partenaire efficace aux connaissances encyclopédiques et à l'humour subtil et dévastateur, ainsi qu'à Arnaud Duperrin pour son encadrement de qualité et son engagement constant pour la visibilité de notre travail, mais également à tous les autres physiciens avec qui nous avons eu la chance travailler, Patrice Verdier, Jan Stark, Sabine Lammers, Marc Holfeld, Marco Verzocchi et tous les membres du "Trigger Board". Je n'oublie pas de remercier également Eric Kajfasz, sans qui ce travail n'aurait pu avoir lieu, ainsi que tous les membres du "commando commissioning", Bertrand Martin dit Latour, Samuel Calvet, Thomas Millet, Vincent Siccardi et Fabrice Tissandier. Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous tous.

Je voudrais maintenant manifester mon immense gratitude à Aurelio Juste, pour avoir encadré mon travail sur l'intercalibration du HCAL et sur l'utilisation du CPS dans la définition des jets. Ce fut un immense honneur pour moi de travailler avec un si grand physicien au savoir inépuisable et à l'imagination sans limite. Merci d'avoir toujours été disponible pour répondre à mes questions et pour m'avoir tant apporté. Merci à tous les membres du groupe "calgo" qui m'ont aidé lors de mes études tant sur la calibration du HCAL que sur le CPS, en particulier un grand merci à Andres Tanasijczuk, Mikolaj Cwiok, David Lam, Dmitry Bandurin, Kristian Peters, Drew Alton et Andrew Askew. Je tiens également à remercier Anne-Fleur Barfuss pour m'avoir supporté pendant ces mois passés à FNAL dans le "cubicle" du CPPM. Merci pour ton aide, ta bonne humeur et pour tout le reste.
Mes remerciements vont ensuite à Dhiman Chakraborty, Supriya Jain, Suharyo (Haryo) Sumowidagdo, Todd Adams et les autres membres du groupe Higgs chargé pour leur aide constante, ainsi qu'aux membres du groupe top et tout particulièrement à Elizaveta (Lisa) Shabalina, Christian Schwanenberger et Frédéric Déliot, pour leurs commentaires et leurs conseils toujours très pertinents. Je tiens également à remercier Ken Herner, Liang Li, Thomas Gadfort, Yvonne Peters, Peter Svoisky, Mike Arov et les membres du groupe "tau-id" pour avoir répondu de façon si efficace à toutes mes questions.
Je remercie les membres de l'EB-009, Dhiman Chakraborty, Jean-Froiçois Grivaz, Martin Grunewald, Jonathan Hays et Ia Iashvili, pour leurs remarques pertinentes et leurs suggestions, ainsi que Gérard Sajot et Stefan Soldner-Rembold pour leurs intéressants commentaires/questions.
Je remercie Jiri Kvita pour ses réponses à mes questions sur les jets, sa constante bonne humeur et son humour, ainsi que les autres membres du groupe tchèque pour m'avoir hébergé pendant quelques mois à FNAL.
J'en profite pour remercier également tous les membres de DØ que je n'ai pas déjà cités, et en particulier les membres de DØ-France, Steve Muanza, Gérald Grenier, Viatcheslav (Slava) Sharyy, Patrice Lebrun, Fabrice Couderc et bien d'autres pour leur accessibilité à FNAL comme par email. Merci à tous. De même, je présente mes remerciements à l'ensemble des membres du LPC Clermont-Fd que j'ai croisés pendant ces trois ans.
Il est maintenant temps de remercier ceux qui m'ont accompagné pendant ces trois années, en particulier Emilie et Ludo, entre autres pour les midis au Grémone et les discussions animées au cours des nombreux repas dans divers restaurants ou chez les uns ou les autres. Merci du fond du coeur pour tous les moments inoubliables que nous avons partagés. Un immense merci à Caro, Christophe, Fabien, François, Manue, Marion, Paulo, Pierre, Seb (x2), Sophie, Vincent et tous les autres pour votre amitié, les nombreuses soirées festives, les week-ends à Grenoble ou ailleurs, les sorties skis, les vacances passées ensemble et tout le reste. Un grand merci également aux joueurs d'échecs de la Perdrix pour ces parties endiablées, ainsi qu'à tous ceux venus à ma soutenance. Merci à toute ma famille pour m'avoir toujours soutenu, en particulier à mes cousins/cousines.
Pour conclure je remercie du fond du coeur mes parents pour leur amour et leur soutien inconditionnel et je tiens à remercier tout particulièrement mon grand-père René James, à qui je dois tellement. Lui dédier cette thèse est la moindre des choses que je pouvais faire à l'égard de son souvenir.

Introduction

Le modèle standard de la physique des particules s'est imposé comme étant à ce jour la meilleure description connue du monde subatomique. Il décrit la matière constituée de particules élémentaires qui interagissent via les interactions faible, forte et électromagnétique. Cette thèse est consacrée principalement à l'étude de la plus massive des particules élémentaires du modèle standard sensible à l'interaction forte, le quark top, et en particulier à la mesure de sa section efficace de production par paires.

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à la description du contexte théorique, avec tout d'abord une présentation du modèle standard de la physique des particules. L'électrodynamique quantique, la théorie électrofaible et la chromodynamique quantique sont très succinctement décrites.
Malgré ses nombreuses confirmations expérimentales reçues aux énergies accessibles auprès des collisionneurs, le modèle standard possède ses zones d'ombre. Par exemple, le mécanisme de Higgs, tel qu'il a été introduit dans le modèle standard afin d'autoriser des termes de masses aux constituants élémentaires, c'est-à-dire via l'introduction d'un doublet de champs scalaires complexes, prédit l'existence d'une particule appelée boson de Higgs, qui n'a pas encore été observé expérimentalement. Il peut donc s'avérer intéressant d'étudier des solutions plus complexes et en particulier les modèles introduisant deux doublets de champs scalaires complexes, lesquels font l'objet de la suite du premier chapitre. De tels modèles prédisent l'existence de cinq bosons de Higgs, dont deux chargés, et sont requis dans certaines extensions du modèle standard et en particulier dans l'extension supersymétrique minimale du modèle standard, qui est brièvement présentée ici.
La dernière partie de ce premier chapitre est consacrée à la phénoménologie du boson de Higgs chargé et du quark top, ce dernier pouvant éventuellement se désintégrer en un boson de Higgs chargé et un quark b.

Le deuxième chapitre est dédié à la description du cadre expérimental. Le système d'accélération et de collision des faisceaux de protons et d'antiprotons du Fermi National Accelerator Laboratory est brièvement détaillé, suivi d'une description des différents sous-détecteurs de l'expérience DØ. Enfin, la chaîne de simulation des données est décrite.

La reconstruction et l'identification des objets physiques à l'aide du détecteur sont présentées dans le troisième chapitre. La calibration et les corrections d'échelle d'énergie sont décrites. L'étude que j'ai réalisée sur l'intercalibration en η du calorimètre hadronique et la résolution en énergie des jets est présentée ici. Pour finir, les différentes corrections apportées à la simulation des données sont décrites.

Le chapitre quatre présente les trois niveaux du système de déclenchement utilisé pour l'acquisition des données. Le développement d'outils d'identification des objets physiques au niveau du système de déclenchement est illustré par le travail que j'ai effectué sur les leptons taus au niveau 3.

La conception de déclenchements est illustrée dans le chapitre cinq par la conception de nouveaux déclenchements "jets+$\not\!\!E_T$" de niveau 3, travail réalisé durant l'été 2006, en vue de l'augmentation de la luminosité instantanée délivrée par le Tevatron. Les déclenchements "jets+$\not\!\!E_T$" correspondent aux topologies comprenant un ou des jet(s) de particules et de l'énergie transverse manquante, et sont utilisés pour la recherche du boson de Higgs ainsi que pour des recherches de nouvelle physique, comme les dimensions supplémentaires ou la supersymétrie.

Le chapitre six présente les études que j'ai réalisées sur l'amélioration de la résolution en énergie des jets obtenue en incluant l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe central.

La mesure de la section efficace de production de paires de quarks top est présentée dans le chapitre sept. L'état final étudié est caractérisé par la présence d'un électron ou d'un muon, un tau se désintégrant en hadrons, des jets et de l'énergie transverse manquante. Le lot de données utilisé correspond à une luminosité intégrée de 1,2 fb^{-1}. La présélection des événements, et l'estimation des bruits de fonds sont exposées. La sélection finale des événements est basée sur des algorithmes d'étiquetage des jets de b. La mesure de la section efficace de production est obtenue en minimisant une fonction de vraisemblance.

Enfin, le chapitre huit présente la recherche du boson de Higgs chargé dans les événements sélectionnés lors de la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top présentée au chapitre six. En effet, une éventuelle déviation entre le nombre d'événements attendus et le nombre d'événements observés dans les données pourrait être la manifestation de phénomènes physiques au-delà du modèle standard et en particulier être due à la désintégration du quark top en un boson de Higgs chargé et un quark b.

Chapitre 1

Contexte théorique

Le formalisme de la théorie quantique des champs, permettant d'allier la relativité restreinte et la mécanique quantique, a permis le développement d'une description de la matière connue sous le nom de modèle standard de la physique des particules. Une brève description de ce modèle est présentée dans ce chapitre. Le mécanisme de Higgs est détaillé dans le cadre de l'introduction d'un doublet de champs scalaires, ainsi que dans le cadre de l'introduction de deux doublets de champs scalaires. Un tel secteur de Higgs non minimal est requis dans certaines extensions du modèle standard, comme les extensions supersymétrique du modèle standard. La phénoménologie du quark top et du boson de Higgs chargé au Tevatron est également abordée dans ce chapitre.

1.1 Le modèle standard de la physique des particules

1.1.1 Généralités

Le modèle standard de la physique des particules décrit la matière comme constituée de particules élémentaires interagissant via 3 interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. La gravitation, décrite de façon classique par la théorie de la relativité générale, n'est pas incluse dans le modèle standard, mais reste cependant complètement négligeable en physique des particules aux échelles d'énergie considérées, bien inférieures à l'échelle de Planck (de l'ordre de 10^{19} GeV) où la constante de couplage de la gravitation est censée rejoindre celle des autres interactions. En effet, aux énergies considérées la gravitation est environ 10^{40} fois plus faible que l'interaction électromagnétique.

Les particules élémentaires sont généralement classées suivant leur spin :
- les fermions : particules de spin demi-entier, obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Ils sont divisés en trois familles, dans lesquelles les fermions sont regroupés en doublets d'isospin faible de chiralité gauche et en singulets d'isospin faible de chiralité droite.
- les bosons : particules de spin entier, obéissant à la statistique de Bose-Einstein.

Les fermions sont également classés suivant qu'ils interagissent ou non par interaction forte :
- Les fermions sensibles à l'interaction forte sont appelés quarks. La première famille est constituée des quarks up (u) et down (d), la deuxième des quarks charm (c) et strange (s) et la troisième des quarks top (t) et bottom (b).
- Les fermions n'étant pas sensibles à l'interaction forte sont appelés leptons. Les leptons électriquement chargés sont les électrons e^-, les muons μ^- et les taus τ^-. Les leptons électriquement neutres sont les neutrinos électroniques ν_e, les neutrinos muoniques ν_μ et les neutrinos tauiques ν_τ.

L'ensemble des particules élémentaires sont présentées dans les tableaux 1.1 et 1.2. À ces particules sont associées des antiparticules, obtenues en inversant le signe des nombres quantiques

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

TAB. 1.1 – *Les fermions du modèle standard. Les valeurs de la troisième composante de l'isospin faible (I_3), de l'hypercharge (Y) et de la charge électrique (Q) sont indiquées pour chaque fermions.*

	particule	interaction
bosons de jauge	γ	E.M.
	Z^0	faible
	$W^\pm$	faible
	8 gluons	forte
Higgs	boson de Higgs	

TAB. 1.2 – *Les bosons du modèle standard.*

additifs associés et la chiralité.

Le lagrangien décrivant les champs associés à ces particules est usuellement construit à l'aide d'un choix de groupes de symétrie, qui contraint les termes autorisés dans le lagrangien, et du principe d'invariance de jauge locale, développé par H. Weyl. Les interactions électromagnétiques et faibles sont décrites par le lagrangien du modèle de Glashow, Salam et Weinberg, regroupant l'électrodynamique quantique et la théorie de Yang-Mills de l'interaction faible. L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique.

1.1.2 L'électrodynamique quantique

La théorie de l'électrodynamique quantique (Quantum ElectroDynamics : QED) a été construite à partir de l'équation de Dirac $(i\partial\!\!\!/ - m)\psi = 0$ décrivant, en absence d'interactions, la dynamique d'un champ de Dirac ψ associé à un fermion de masse m, dont la densité lagrangienne libre correspondante est :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\psi \tag{1.1}$$

où $\partial\!\!\!/ = \gamma^\mu \partial_\mu$, avec γ^μ les matrices de Dirac qui vérifient l'algèbre de Clifford $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2\eta^{\mu\nu}$, $\eta^{\mu\nu}$ étant la métrique de Minkowski.
Le lagrangien de Dirac est invariant sous la transformation globale d'un élément du groupe de symétrie U(1) de paramètre réel α :

$$\begin{cases} \psi \rightarrow \psi' = e^{-i\alpha}\psi \\ \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = e^{i\alpha}\bar{\psi} \end{cases} \tag{1.2}$$

Le théorème de Noether stipule qu'à toute symétrie est associée un courant conservé (ici $j^\mu = -q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$) et une quantité conservée, ici q la charge électrique du fermion. On notera que les symétries du groupe de Lorentz-Poincaré, liées à l'espace à quatre dimensions de Minkowski dans

lequel nous sommes supposés vivre, impliquent ainsi la conservation de l'impulsion (translation dans l'espace), de l'énergie (translation dans le temps) et du moment cinétique (rotations).
Le lagrangien de Dirac n'est pas invariant sous une transformation locale U(1), c'est-à-dire lorsque α dépend de la position dans l'espace-temps, ceci à cause de la dérivée ∂_μ. Pour remédier à ce problème, on introduit un champ de jauge A_μ qui se transforme sous U(1) par :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{q}\partial_\mu \alpha(x) \tag{1.3}$$

La dérivée ∂_μ peut alors être remplacée par la dérivée covariante :

$$D_\mu \psi = (\partial_\mu + iqA_\mu)\psi \tag{1.4}$$

Pour obtenir le lagrangien de l'électrodynamique quantique, il faut ajouter les termes décrivant la propagation du champ de photon A_μ, donné par le lagrangien de l'électromagnétisme :

$$\mathcal{L}_{EM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - j_\mu A^\mu \tag{1.5}$$

avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.
La densité lagrangienne de l'électrodynamique quantique est alors donnée par :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - j_\mu A^\mu \tag{1.6}$$

La construction du lagrangien a été présentée ici pour un unique champ fermionique ψ, mais peut évidemment être généralisée à l'ensemble des fermions du modèle standard. On notera que le photon apparaît "naturellement" en imposant l'invariance de jauge et qu'il est de masse nulle, le terme $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$ n'étant pas invariant sous $U(1)$.

1.1.3 La théorie électrofaible

La violation de parité dans les désintégrations β montre que l'interaction faible se comporte différemment en fonction de la chiralité des champs fermioniques. Les courants chargés de l'interaction faible se couplent uniquement aux fermions gauches et aux anti-fermions droits. Les champs gauches peuvent donc être regroupés en doublet. Le système ainsi formé est analogue à celui d'un spin 1/2. Par analogie, on introduit un nombre quantique : l'isospin faible I. Le groupe de symétrie associé à la conservation de l'isospin faible est $SU(2)_L$. De façon similaire à la construction du lagrangien de l'électrodynamique quantique présentée au paragraphe précédent, Yang et Mills construisirent le lagrangien de l'interaction faible en demandant l'invariance de jauge locale par rapport aux rotations du groupe $SU(2)_L$. La théorie de Yang-Mills de l'interaction faible et l'électrodynamique quantique ont été regroupées par Glashow, Salam et Weinberg, en considérant le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le principe d'invariance de jauge entraîne l'introduction de 4 champs : W^1_μ, W^2_μ, W^3_μ et B_μ. Les champs W_μ sont associés aux générateurs de $SU(2)_L$ et le champ B_μ à $U(1)_Y$ le groupe d'hypercharge faible. L'hypercharge Y est reliée à l'isospin et à la charge électrique par la relation de Gell-Mann et Nishijima : $Q = I_3 + Y/2$. Les dérivés covariantes font apparaître comme en QED des couplages entre les fermions et les champs W_μ, avec une constante de couplage g, et le champ B_μ, avec une constante de couplage g' :

$$D_\mu = (\partial_\mu + igI_a W^a_\mu + i\frac{g'}{2}YB_\mu) \tag{1.7}$$

On notera que le caractère non communatif du groupe SU(2) implique la présence de termes d'auto-interaction entre les bosons de jauge.

1.1.4 Développement perturbatif et renormalisation

La résolution des équations du modèle standard est généralement réalisée par un développement perturbatif en puissance des constantes de couplage. Les différents termes du développement perturbatif peuvent être associés à des diagrammes, les célèbres diagrammes de Feynman, facilitant ainsi les calculs des quantités désirées. On notera toutefois que certain diagrammes contiennent des boucles de fermions dont le calcul entraîne des divergences. Ces divergences sont éliminées grâce à une procédure analytique, appelée renormalisation, qui consiste, pour un processus à une échelle d'énergie donnée, à absorber les contributions des boucles des ordres supérieurs dans les différents paramètres du modèle (constantes de couplage, masses, etc). Les paramètres initiaux sont ainsi remplacés par des paramètres effectifs qui dépendent de l'échelle d'énergie du processus. La renormalisation de la théorie de Yang-Mills de l'interaction faible est décrite dans la référence [1].

1.1.5 La chromodynamique quantique

Suite à la découverte de l'état lié Δ^{++}, composé de 3 quarks up ayant chacun un spin 1/2, un nouveau nombre quantique a été introduit, la charge de couleur, pour ne pas violer le principe d'exclusion de Pauli. Chaque quark peut être porteur de l'une des trois valeurs de la couleur, arbitrairement nommées : "bleu", "rouge" ou "vert". Le groupe de symétrie associé, $SU(3)_c$, est à la base de la construction de la chromodynamique quantique (Quantum ChromoDynamics : QCD), qui décrit l'interaction forte entre les quarks. Le groupe $SU(3)_c$ ayant 8 générateurs, on introduit 8 champs de jauges pour obtenir l'invariance de jauge locale. Ces 8 champs de jauges correspondent aux 8 gluons. Le groupe $SU(3)_c$ étant non commutatif, les gluons se couplent entre eux. Ils sont bicolores, de charge électrique et de masse nulle.
Après renormalisation, la constante de couplage de l'interaction forte α_s décroît avec l'énergie, comme on peut le voir sur la figure 1.1. C'est la liberté asymptotique : à grande énergie, c'est-à-dire à courte distance, la constante de couplage est faible et les quarks apparaissent comme libres au sein des hadrons. On notera qu'une faible valeur de la constante de couplage permet de réaliser un développement perturbatif en puissance de α_s. Par contre, à faible énergie, le développement perturbatif n'est plus possible et il devient très difficile d'obtenir des résultats théoriques analytiques dans ce domaine d'énergie. C'est le comportement de α_s à basse énergie qui est responsable du confinement des quarks et des gluons au sein des hadrons, consitutés d'un quark et d'un anti-quark (mésons) ou de trois (anti)quarks (baryons), neutres du point de vue de l'interaction forte. L'interaction forte augmente fortement avec la distance entre les quarks. Si cette distance devient trop grande, les gluons échangés par les quarks sont assez énergétiques pour créer des paires quarks-antiquarks, qui vont se combiner aux quarks initiaux pour former des hadrons. C'est le processus d'hadronisation.

1.1.6 Le mécanisme de Higgs

Les invariances de jauge du modèle standard interdisent les termes de masse $m\psi\bar{\psi}$ dans le lagrangien. En effet, de tels termes sont inderdits pour les fermions par $SU(2)_L$ à cause de la chiralité. Pour les bosons, c'est le caractère non abélien de la théorie qui rend les termes de masse non renormalisables. Or expérimentalement on mesure une masse aux bosons et aux fermions. Ce paradoxe peut être résolu si l'asymétrie observée (la masse) est le résultat d'asymétries dans les solutions des équations dynamiques et non dans l'asymétrie des équations dynamiques elles-mêmes. On parle alors de brisure spontanée de symétrie.
Le mécanisme de (Brout-Englert-)Higgs [3] est un moyen de briser spontanément la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$. C'est celui qui est retenu jusqu'à présent dans le modèle standard.

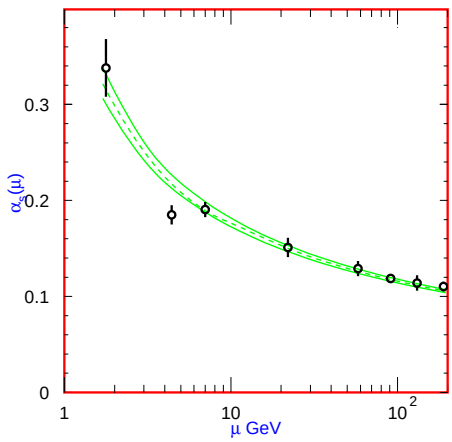


FIG. 1.1 – *Valeurs de α_s en fonction de l'échelle d'énergie μ. Les cercles représentent les mesures de α_s réalisées via la largeur du lepton τ, la désintégration du Υ, la diffusion profondément inélastique, les événéments e^+e^- des expériences JADE et TRISTAN à 22 et 58 GeV, la largeur du boson Z et les événements e^+e^- à 135 et 189 GeV [2].*

La brisure de la symétrie électrofaible

Le mécanisme de Higgs consiste à introduire un doublet de champs scalaires complexes :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ H + i\phi_0 \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

Il est nécessaire d'ajouter au minimum un doublet de champs scalaires car il nous faut trois degrés de liberté pour donner une masse au trois bosons de jauge $W^\pm$ et Z. Le quatrième degré de liberté correspond au boson de Higgs.
Ce doublet introduit dans le lagrangien les termes suivants :

$$(D_\mu \phi^\dagger)(D^\mu \phi) - V(\phi) \tag{1.9}$$

avec $D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2} I_a \cdot W^a_\mu + i\frac{g'}{2} Y B_\mu$ la dérivée covariante. Pour le potentiel $V(\phi)$, on utilise la forme la plus générale de potentiel renormalisable invariant sous $SU(2)$, donnée à l'ordre de l'arbre par :

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi^\dagger \phi| + \lambda(|\phi^\dagger \phi|)^2 \tag{1.10}$$

Le minimum de V est donné par :

$$|\phi^\dagger \phi| = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \tag{1.11}$$

On définit la valeur moyenne dans le vide v telle que :

$$v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} \tag{1.12}$$

On peut alors définir le vide par :

$$\phi_0 =< 0|\phi|0 >= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

On remarque que le vide n'est pas invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$, mais qu'il l'est sous $U(1)_{EM}$ ($Q\phi_0 = 0$). Le champ ϕ est alors donné par :

$$\phi = e^{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

Les matrices σ_i sont les matrices de Pauli. Les champs θ^i sont les bosons de Goldstone. En effet, une brisure spontanée de symétrie implique l'existence de bosons sans masse (théorème de Goldstone). Ce ne sont pas des champs physiques, ils peuvent disparaître des équations en effectuant un choix de jauge adéquat (jauge unitaire).
Les termes d'interactions entre le boson de Higgs et les bosons électrofaibles apparaissent alors dans le lagrangien, ainsi que les termes de masse des bosons de jauge. Les termes de masse sont rendus diagonaux en définissant les états propres de masses suivants :

$$\begin{cases} W_\mu^+ &= (W_\mu^1 - iW_\mu^2)/\sqrt{2} \\ W_\mu^- &= (W_\mu^1 + iW_\mu^2)/\sqrt{2} \end{cases} \tag{1.15}$$

$$\begin{cases} A_\mu &= \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \\ Z_\mu &= -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \end{cases} \tag{1.16}$$

avec θ_W l'angle de mélange de Weinberg, qui est relié au constantes de couplage g et g' par la relation :

$$\sin^2\theta_W = \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} \tag{1.17}$$

La valeur expérimentale mesurée est $\sin^2\theta_W = 0,23119 \pm 0,00014$ [2].

Les masses des bosons de jauge s'expriment alors ainsi :

$$M_W^2 = \frac{1}{4} g^2 v^2 \tag{1.18}$$

$$M_Z^2 = \frac{1}{4}(g^2 + g'^2) v^2 \tag{1.19}$$

$$M_\gamma = 0 \text{ GeV}/c^2 \tag{1.20}$$

Pour la masse du boson de Higgs on obtient :

$$M_H = \sqrt{2\lambda v^2} \tag{1.21}$$

v est connu expérimentalement car on connait la masse du W :

$$M_W^2 = \frac{g^2}{4\sqrt{2}\, G_F} \tag{1.22}$$

avec $G_F = 1.16637 \times 10^{-5}$ GeV$^{-2}(\hbar c)^3$ [2] la constante de Fermi. On en déduit que :

$$v = (\sqrt{2} G_F)^{-1/2} \approx 246 \text{ GeV} \tag{1.23}$$

On notera que les équations (1.18) et (1.19) relient les masses des bosons et l'angle de Weinberg :

$$\rho = \frac{M_W^2}{\cos^2\theta_W M_Z^2} = 1 \tag{1.24}$$

La masse des fermions

Comme cité précédemment, un terme $m\bar{\psi}\psi$ dans le lagrangien viole l'invariance de jauge. Il faut donc trouver une autre méthode pour introduire un terme de masse pour les fermions. L'introduction du doublet de champs scalaires complexes précédent donnant une masse aux bosons va également servir à donner une masse aux fermions. En effet, $\lambda\bar{\psi}\phi\psi$ est un terme invariant de jauge. Ce terme de couplage entre le champ scalaire et un champ fermionique est appelé couplage de Yukawa. Il faut ajouter un tel terme pour chaque champ fermionique. Pour les leptons, $L = (\nu_L, l_L)$ et $R = l_R$, l'expression du couplage de Yukawa dans le modèle standard est la suivante :

$$\lambda_i \bar{L}_i \phi R_i + h.c. \tag{1.25}$$

avec $+h.c.$ signifiant que l'on ajoute l'hermitique conjugué de l'expression précédente.

Explicitons ce terme pour l'électron :

$$\lambda_e \left\{ \begin{bmatrix} \bar{\nu}_e & \bar{e} \end{bmatrix}_L \begin{bmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{bmatrix} e_R + \bar{e}_R \begin{bmatrix} \phi^- & \phi^0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_e \\ e \end{bmatrix}_L \right\} \tag{1.26}$$

En remplaçant ϕ par son expression donnée par l'équation (1.14), on obtient :

$$\frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \left[\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L\right] + \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} \left[\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R\right] H \tag{1.27}$$

Le premier terme nous donne la masse, le deuxième le couplage avec le boson de Higgs. La masse d'un fermion i est alors donnée par :

$$m_{f_i} = \frac{\lambda_i v}{\sqrt{2}} \tag{1.28}$$

On notera que les valeurs des masses des fermions ne sont pas prédites, ce sont des paramètres libres du modèle.
On remarquera que l'on a connecté les particules gauches aux particules droites. Par exemple pour l'électron on obtient la figure 1.2 où I est l'isospin faible, I_3 la troisième composante de I et Y l'hypercharge.

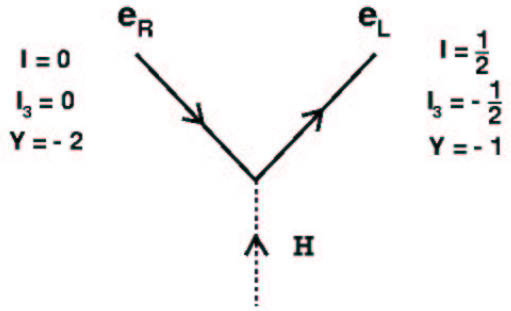


FIG. 1.2 – *Couplage du boson de Higgs à un électron ; I est l'isospin faible, I_3 la troisième composante de I et Y l'hypercharge.*

Ainsi, pour le boson de Higgs, nous avons :

$$\begin{cases} I = \frac{1}{2} \\ I_3 = -\frac{1}{2} \\ Y = 1 \end{cases} \tag{1.29}$$

Pour les quarks, on introduit le complexe conjugué du doublet de Higgs $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$ d'hypercharge $Y = -1$ et le couplage de Yukawa s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\sum_{i,j=1}^{3} [G_{ij}^{U}\bar{R}_{U_i}(\tilde{\Phi}^+ L_j) + G_{ij}^{D}\bar{R}_{D_i}(\Phi^+ L_j)] + h.c. \tag{1.30}$$

avec les matrices $G_{ij}^{U(D)}$ reliant les états propres de masses des quarks "up" ("down") à ceux de l'interaction faible.

La figure 1.3 résume l'ensemble des couplages du boson de Higgs aux particules du modèle standard. On notera qu'en plus du couplage aux fermions, proportionnel à leurs masses, et du couplage aux bosons de jauge, le développement du potentiel fait également apparaître des auto-couplages tri-linéaires et quadri-linéaires du boson de Higgs . Ces auto-couplages sont proportionnels au carré de la masse du boson de Higgs .

Problème des divergences quadratiques

Les corrections radiatives de la masse du boson de Higgs posent problème dans le modèle standard. En effet les contributions à une boucle de ces corrections radiatives, données par les diagrammes de Feynman représentés figure 1.4, entraînent des divergences quadratiques.
Les divergences quadratiques sont problématiques car les contre-termes vont être de la forme $\delta m^2 = \Lambda^2 g_0^2$, avec Λ l'échelle d'énergie à partir de laquelle le modèle standard n'est plus valide. On obtient donc :

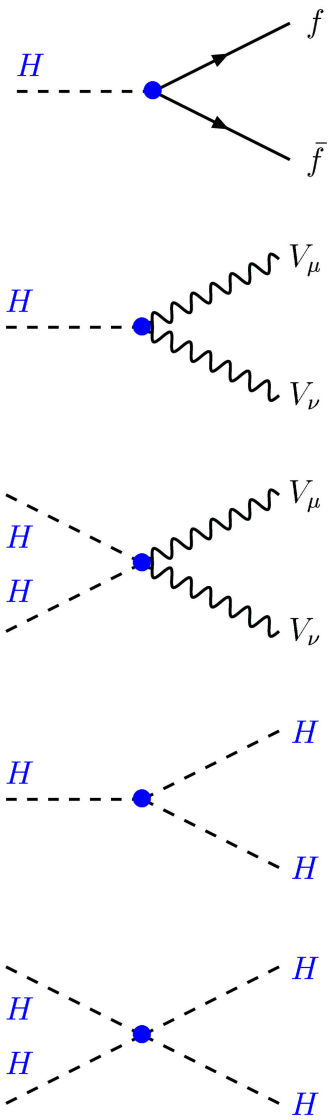
$$m^2 = m_0^2 + \delta m^2 = m_0^2 + \Lambda^2 g_0^2 \tag{1.31}$$

Si l'on souhaite conserver le modèle standard jusqu'à l'échelle d'énergie pour laquelle les effets gravitationnels ne sont plus négligeables, Λ doit être donné par la masse de Planck, $\Lambda = M_{Pl} \approx 10^{19}$ GeV/c^2. Or m est inférieure à 1 TeV/c^2 en raison des contraintes théorique sur la masse du boson de Higgs , comme celles provenant de l'unitarité [4] et de la trivialité [5]. Les corrections δm^2 sont donc 32 ordres de grandeur plus grand que m^2. Pour obtenir m^2 de l'ordre du TeV, il faut donc ajuster m_0^2 jusqu'à la 32ième décimale (on parle de *fine-tuning*). Cet ajustement n'est pas naturel et fait partie des problèmes du modèle standard. Ce problème est également appelé problème de hiérarchie, car il est lié à la coexistence de deux échelles différentes, $M_Z \ll M_{Pl}$. Résoudre ce problème est un des objectifs des modèles au-delà du modèle standard.

1.2 Les modèles avec deux doublets de Higgs

Le choix, dans le modèle standard, d'un doublet de champs scalaires pour briser la symétrie électrofaible est basé sur le fait que c'est la solution comprenant le minimum de degré de liberté permettant de donner une masse au trois bosons de jauge de l'interaction faible. Toutefois, rien ne nous assure que cette solution minimale sera compatible avec les futures mesures expérimentales. Il peut donc s'avérer intéressant d'étudier des solutions plus complexes. Il est possible d'ajouter de nombreux champs supplémentaires : singlets, doublets, triplets, etc. Toutefois les différents modèles envisageables doivent être en accord avec les mesures du paramètre ρ, défini comme le rapport des constantes de couplages des courants neutres et chargés à $Q^2 = 0$:

$$\rho = \frac{J_{NC}(0)}{J_{CC}(0)} \tag{1.32}$$



$$g_{Hff} \;=\; m_f/v \;=\; (\sqrt{2}G_\mu)^{1/2}\, m_f \qquad \times\,(i)$$

$$g_{HVV} \;=\; 2M_V^2/v \;=\; 2(\sqrt{2}G_\mu)^{1/2}\, M_V^2 \qquad \times\,(-ig_{\mu\nu})$$

$$g_{HHVV} \;=\; 2M_V^2/v^2 \;=\; 2\sqrt{2}G_\mu\, M_V^2 \qquad \times\,(-ig_{\mu\nu})$$

$$g_{HHH} \;=\; 3M_H^2/v \;=\; 3(\sqrt{2}G_\mu)^{1/2}\, M_H^2 \qquad \times\,(i)$$

$$g_{HHHH} \;=\; 3M_H^2/v^2 \;=\; 3\sqrt{2}G_\mu\, M_H^2 \qquad \times\,(i)$$

FIG. 1.3 – *Couplages du boson de Higgs aux fermions et aux bosons de jauge, ainsi que les auto-couplages tri-linéaires et quadri-linéaires du boson de Higgs dans le modèle standard. Les facteurs de normalisation des règles de Feynman sont également explicités.*

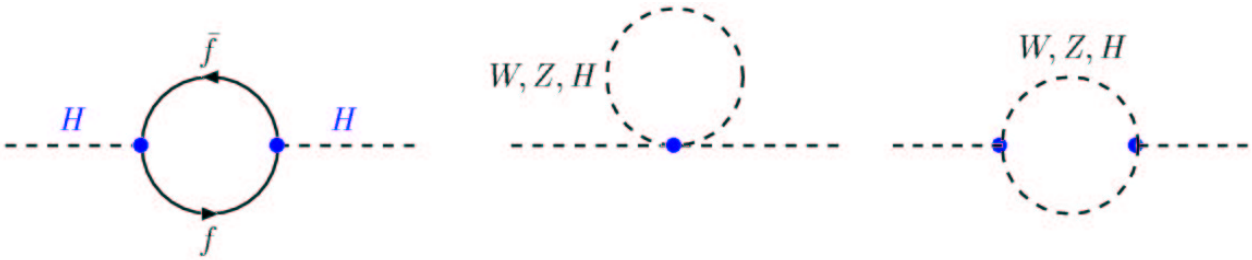


FIG. 1.4 – *Diagrammes de Feynman des corrections à une boucle pour la masse du boson de Higgs.*

	Type I	Type II	Type III	Type IV
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	2 2	2 1	2 1	2 2
$\begin{pmatrix} \nu \\ l^- \end{pmatrix}$	– 2	– 1	– 2	– 1

TAB. 1.3 – *Tableau présentant, pour chaque type de fermion, le doublet (1 ou 2) utilisé pour lui donner sa masse, en fonction du type de modèle à deux doublets de Higgs utilisé.*

On notera que pour un nombre quelconque de multiplets de Higgs d'isospin I_i et de valeur moyenne dans le vide v_i, on a :

$$\rho = \frac{\sum_i [I_i(I_i+1) - (I_{3i})^2] v_i^2}{2\sum_i (I_{3i})^2 v_i^2} \tag{1.33}$$

Expérimentalement, on obtient $\rho = 1,0004^{+0,0008}_{-0,0004}$ [2]. On notera que dans le cadre du modèle standard, on a $\rho = 1$ (cf. équation (1.24)). Une deuxième condition est l'absence d'observations de changement de saveur par courant neutre. L'extension la plus simple vérifiant ces conditions est l'utilisation de deux doublets de champs. Ce modèle est d'autant plus attrayant qu'il pourrait rendre plus naturelle la hiérarchie entre les couplages de Yukawa de la troisième famille de quarks. De plus, une motivation supplémentaire vient du fait que des modèles basés sur des symétries étendues, comme la supersymétrie, requièrent la présence d'un secteur de Higgs non minimal (cf. paragraphe 1.3.2).

1.2.1 Classification par type

Les modèles à deux doublets de Higgs sont classés par rapport à leur manière de réaliser le couplage aux fermions du modèle standard. Dans les modèles de type I, un unique doublet sert à générer les masses de toutes les particules. Dans les modèles de type II, un doublet donne les masses aux quarks de charges électrique $Q = +2/3$ et le second doublet donne les masses au quarks de charges électrique $Q = -1/3$ ainsi qu'aux leptons de charges $Q = -1$. Dans les modèles de types III et IV, les quarks down et les leptons chargés ne reçoivent pas leur masse via le même doublet. Le tableau 1.3 résume quels fermions se couplent avec quel doublet pour chaque type de modèle.
Dans la suite, nous considérerons uniquement les modèles de type II.

1.2.2 Potentiel

Le potentiel renormalisable invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ le plus général que l'on peut construire dans un modèle avec deux doublets de champs scalaires complexes (ϕ_1 et ϕ_2) de même hypercharge ($Y = 1$) peut s'écrire sous la forme :

$$V = -\sum_{i=1}^{4} \mu_i^2 x_i + \sum_{i \leqslant j=1}^{4} b_{ij} x_i x_j \tag{1.34}$$

avec $x_1 = \phi_1^\dagger \phi_1$, $x_2 = \phi_2^\dagger \phi_2$, $x_3 = \mathrm{Re}\{\phi_1^\dagger \phi_2\}$ et $x_4 = \mathrm{Im}\{\phi_1^\dagger \phi_2\}$ (base d'opérateurs invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$). Les coefficients μ_i et $b_{ij} = b_{ji}$ sont tous réels. Ce potentiel viole explicitement CP. Nous allons par la suite nous intéresser uniquement au cas où il n'y a pas de violation de CP. Pour rendre le potentiel invariant sous CP, il faut imposer $\mu_4^2 = b_{14} = b_{24} = b_{34} = 0$. Ces conditions interdisent toute violation explicite de CP. Toutefois, la violation de CP peut se manifester de façon spontanée (via une phase entre les deux valeurs moyennes dans le vide).

Il existe deux manières différentes équivalentes d'imposer l'absence de violation spontanée de CP. La première consiste à imposer $b_{13} = b_{23} = \mu_3^2 = 0$ et $b_{33} \neq b_{44}$. La seconde consiste en $b_{13} = b_{23} = 0$, $\mu_3^2 \neq 0$ et $b_{33} = b_{44}$. En appliquant ces conditions, on peut écrire le potentiel de la manière suivante :

$$\begin{aligned} V &= \lambda_1(\phi_1^\dagger\phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2(\phi_2^\dagger\phi_2 - v_2^2)^2 \\ &+\lambda_3[(\phi_1^\dagger\phi_1 - v_1^2) + (\phi_2^\dagger\phi_2 - v_2^2)]^2 \\ &+\lambda_4[(\phi_1^\dagger\phi_1)(\phi_2^\dagger\phi_2) - (\phi_1^\dagger\phi_1)(\phi_2^\dagger\phi_2]^2 \\ &+\lambda_5[\mathrm{Re}\{\phi_1^\dagger\phi_2\} - v_1v_2]^2 \\ &+\lambda_6[\mathrm{Im}\{\phi_1^\dagger\phi_2\}]^2 \end{aligned} \tag{1.35}$$

1.2.3 États propres de masses

En imposant les constantes λ_i positives, le minimum du potentiel est alors donné par :

$$< \phi_1 >= \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad\qquad < \phi_2 >= \begin{pmatrix} v_2 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.36}$$

ce qui brise la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{EM}$. Les valeurs moyennes dans le vide v_1 et v_2 des champs ϕ_1 et ϕ_2 sont choisies réelles et positives.
On notera que les valeurs moyennes dans le vide sont reliées entre elles par la relation :

$$v_1^2 + v_2^2 = \frac{2m_W}{g} \tag{1.37}$$

Il nous manque une équation reliant v_1 et v_2 pour connaître leurs valeurs. On définit le paramètre :

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1} \tag{1.38}$$

Des 8 degrés de liberté ajoutés par l'introduction d'un doublet de champs scalaires, 3 sont absorbés par les bosons Z et $W^\pm$. Il reste donc 5 états propres de masse :

- deux bosons de Higgs "scalaires" (CP= +1) neutres, h^0 et H^0 ;
- un boson de Higgs "pseudoscalaire" (CP= −1) neutre, A^0 ;
- deux bosons de Higgs chargés, H^+ et H^-.

Les masses des différents états propres sont obtenues en diagonalisant la matrice de masse $M_{ij}^2 = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V}{\partial\phi_i\partial\phi_j}$:

$$H^\pm = -\phi_1^\pm\sin(\beta) + \phi_2^\pm\cos(\beta) \tag{1.39}$$

$$A^0 = \sqrt{2}[-\mathrm{Im}(\phi_1^0)\sin(\beta) + \mathrm{Im}(\phi_2^0)\cos(\beta)] \tag{1.40}$$

$$H^0 = \sqrt{2}[(\mathrm{Re}(\phi_1^0) - v_1)\cos(\alpha) + (\mathrm{Re}(\phi_2^0) - v_2)\sin(\alpha)] \tag{1.41}$$

$$h^0 = \sqrt{2}[-(\mathrm{Re}(\phi_1^0) - v_1)\sin(\alpha) + (\mathrm{Re}(\phi_2^0) - v_2)\cos(\alpha)] \tag{1.42}$$

avec :

$$m_{H^\pm} = \lambda_4(v_1^2 + v_2^2) \tag{1.43}$$

$$m_{A^0}^2 = \lambda_6(v_1^2 + v_2^2) \tag{1.44}$$

$$m_{H^0,h^0}^2 = \frac{1}{2}\left[A + C \pm \sqrt{(A-C)^2 + 4B^2}\right] \tag{1.45}$$

où :

$$A = 4v_1^2(\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2\lambda_5 \tag{1.46}$$

$$B = (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1v_2 \tag{1.47}$$

$$C = 4v_2^2(\lambda_2 + \lambda_3) + v_1^2\lambda_5 \tag{1.48}$$

$$\sin(2\alpha) = \frac{2B}{\sqrt{(A-C)^2 + 4B^2}} \tag{1.49}$$

$$\cos(2\alpha) = \frac{A-C}{\sqrt{(A-C)^2 + 4B^2}} \tag{1.50}$$

Les masses des 5 bosons de Higgs ne sont pas prédites par le modèle car les constantes λ_i sont indéterminées.

1.3 Le secteur du Higgs dans le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM)

Le modèle standard, bien qu'en accord remarquable avec la quasi totalité des observations expérimentales réalisées à l'échelle d'énergie des interactions électrofaibles [6], ne peut décrire la physique à une énergie arbitrairement élevée et souffre du problème de hiérarchie. Pour tenter de résoudre les insuffisance du modèle standard, de nombreux modèles ont été construits.
L'ajout d'une symétrie entre les bosons et les fermions, appelé supersymétrie, est une idée des plus séduisantes pour les théories au delà du modèle standard. Le modèle standard supersymétrique minimal, basé sur cette idée, prédit l'existence de nouvelles particules qui sont activement recherchées au Tevatron. Nous allons réaliser une succinte présentation de la supersymétrie et du modèle standard supersymétrique minimal, avant de s'intéresser plus particulièrement à la brisure de la symétrie électrofaible dans ce modèle.

1.3.1 La supersymétrie

La construction des modèles supersymétriques, basés sur l'ajout d'une symétrie entre les bosons et les fermions, va être très brièvement décrite ici, en présentant l'algèbre qui découle de l'utilisation de cette symétrie. Cette symétrie n'est pas une symétrie interne, mais une symétrie de l'espace-temps. Les modèles supersymétriques considèrent par rapport au modèle standard un nouvel espace, le super-espace, dont les coordonnées anticommutent. L'algèbre supersymétrique est une généralisation de l'algèbre de Poincaré.

Notations

Un spineur de dirac Ψ_D à 4 composantes peut être écrit en terme de deux objets à deux composantes complexes anticommutants, appelés spineurs de Weyl, que l'on notera :

$$\Psi_D = \begin{pmatrix} \xi_\alpha \\ \chi^{\dagger\dot{\alpha}} \end{pmatrix} \tag{1.51}$$

Les indices non-pointés (pointés) repèrent les deux premières (dernières) composantes du spineur de Dirac.
ξ est appelé spineur de Weyl gauche, car $\frac{1-\gamma^5}{2}\Psi_D = \begin{pmatrix} \xi_\alpha \\ 0 \end{pmatrix}$ De même $\chi^\dagger$ est appelé spineur de Weyl droit, car $\frac{1+\gamma^5}{2}\Psi_D = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi^{\dagger\dot{\alpha}} \end{pmatrix}$

Pour monter ou descendre les indices, on utilise :

$$\xi_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta}\xi^\beta \tag{1.52}$$

avec ϵ le symbole antisymétrique avec pour coefficients non nuls $\epsilon^{12} = -\epsilon_{12} = -\epsilon^{21} = \epsilon_{21} = 1$.
On a l'habitude de supprimer les indices contractés ${}^\alpha{}_\alpha$ et ${}_{\dot\alpha}{}^{\dot\alpha}$: $\xi\chi = \xi^\alpha\chi_\alpha = \xi^\alpha\epsilon_{\alpha\beta}\chi^\beta = -\chi^\beta\epsilon_{\alpha\beta}\xi^\alpha = \chi^\beta\epsilon_{\beta\alpha}\xi^\alpha = \chi^\beta\xi_\beta = \chi\xi$. On notera que malgré le fait que $\{\xi_\alpha, \xi_\alpha\} = 0$, on a $\xi\xi \neq 0$. En effet, $\xi\xi = \xi^\alpha\xi_\alpha = \xi_\alpha\epsilon_{\alpha\beta}\xi^\beta$.
Un spineurs de Majorana Ψ_M est un spineur tel que :

$$\Psi_M = \Psi_M^c \tag{1.53}$$

avec $\Psi^c = \gamma^2\Psi^\star$. Autrement dit, il est égal à son conjugué de charge.

Algèbre

L'opérateur Q qui engendre la supersymétrie doit être un spineur de Weyl anticommutatif tel que[1] :

$$\begin{cases} Q|Boson>=|Fermion> \\ Q|Fermion>=|Boson> \end{cases} \tag{1.54}$$

Si Q vérifie ces conditions alors $Q^\dagger$ aussi. On peut imaginer que plusieurs couples $(Q, Q^\dagger)$ vérifient de telles relations. On se limitera dans cette étude au cas où un unique couple existe ($N = 1$, on parle de "non-extended susy"). Les cas où $N > 1$ entraîne des complications car par exemple il devient difficile de construire des représentations chirales et de violer la parité, et donc de construire des extensions supersymétriques $N > 1$ du modèle standard. De plus, on considèrera uniquement le cas où la supersymétrie est une transformation globale[2].
On peut montrer qu'un tel opérateur Q doit vérifier l'algèbre suivante :

$$\begin{gathered} \{Q_\alpha, Q^\dagger_{\dot\alpha}\} = 2\sigma^\mu_{\alpha\dot\alpha}P_\mu \\ \{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{Q^\dagger_{\dot\alpha}, Q^\dagger_{\dot\beta}\} = 0 \\ [P^\mu, Q_\alpha] = [P^\mu, Q^\dagger_{\dot\alpha}] = 0 \end{gathered} \tag{1.55}$$

Les représentations irréductibles de l'algèbre, appelées supermultiplets, donnent un classement des particules existantes. On peut montrer que les supermultiplets contiennent chacun un nombre égal de degrés de liberté bosoniques et fermioniques. C'est cette propriété qui permet de résoudre (tant que la supersymétrie n'est pas brisée) le problème des divergences quadratiques (cf. paragraphe 1.1.6) comme on peut le voir sur la figure 1.5.
Un boson et le fermion associé à l'intérieur d'un supermultiplet sont qualifiés de superpartenaires. Comme P^2 commute avec Q et $Q^\dagger$ les superpartenaires ont même masse. De même, comme Q et $Q^\dagger$ commutent avec les générateurs des transformations de jauge, les superpartenaires ont même charge électrique, même isospin faible, même degré de liberté de couleur.
Il existe différents supermultiplets qui conviennent à l'algèbre de la supersymétrie. Une possibilité est l'association d'un fermion de Weyl avec un champ scalaire complexe. On parle alors de supermultiplet chiral. Une autre possibilité est d'associer un champ vectoriel avec un champ spineur de Majorana. On parle alors de supermultiplet de jauge. Comme on le verra ci-dessous,

[1] Le choix d'un spineur anticommutatif est contraint par le théorème de Coleman et Mandula [7] qui interdit les générateurs de spin 1/2 autres que ceux du groupe de Poincaré pour former un groupe de Lie avec des paramètres réels.

[2] Imposer la supersymétrie comme une symétrie locale permet d'inclure la gravitation. On parle de théorie de la supergravité (SUGRA).

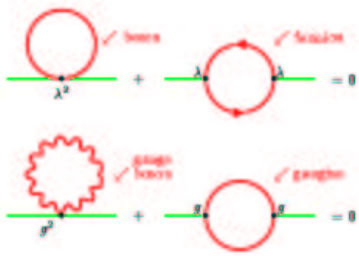


FIG. 1.5 – *Diagrammes de Feynman permettant l'annulation des divergences quadratiques dans le cadre de la supersymétrie.*

il est nécessaire d'ajouter des champs auxiliaires aux supermultiplets. Toutes les autres possibilités pour les supermultiplets sont réductibles à des combinaisons de supermultiplets chiraux et de jauge. Seuls les supermultiplets chiraux peuvent contenir des fermions qui se transforment différemment sous le groupe de jauge suivant leur chiralité, d'où leur nom.

Le modèle de Wess Zumino

Il existe de nombreux modèles supersymétriques. On va par la suite s'intéresser au modèle le plus simple qui englobe le modèle standard : le modèle standard supersymétrique minimal (cf. paragraphe 1.3.2). Mais pour comprendre la forme du lagrangien du MSSM, on va s'intéresser dans ce paragraphe à construire un modèle plus simple : un modèle contenant un seul supermultiplet. Considérons donc un fermion de chiralité gauche Ψ et son superpartenaire scalaire complexe ϕ. Ajoutons l'hypothèse qu'il n'existe pas d'interaction. Ce modèle porte le nom de modèle de Wess Zumino. L'action obtenue est simplement :

$$S = \int d^4x \ (L_{fermion} + L_s) \tag{1.56}$$

avec $L_s = -\partial^\mu \phi^\star \partial_\mu \phi$ et $L_{fermion} = -i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi$
On veut que le lagrangien soit supersymétrique. On va donc considérer une transformation qui change ϕ en ψ :

$$\delta\phi = \epsilon\psi \tag{1.57}$$

avec ϵ^α le paramètre de la transformation de SUSY infinitésimale. On prend ϵ^α constant tel que $\partial_\mu \epsilon^\alpha = 0$ (on considère une supersymétrie globale).
On a alors :

$$\delta L_S = -\epsilon \partial^\mu \psi \partial_\mu \phi^\star - \epsilon^\dagger \partial^\mu \psi^\dagger \partial_\mu \phi \tag{1.58}$$

On veut que : $\delta S = \int d^4x \ (\delta L_{fermion} + \delta L_s) = 0$. Cela entraîne :

$$\delta\psi_\alpha = i(\sigma^\mu \epsilon^\dagger)_\alpha \partial_\mu \phi \tag{1.59}$$

Les équations (1.57) et (1.59) définissent les transformations supersymétriques des champs. On cherche maintenant à obtenir une relation de fermeture, c'est-à-dire que le commutateur de deux transformations de symétrie ϵ_1 et ϵ_2 soit une symétrie de la théorie. Après calculs, on obtient :

$$\begin{cases} [\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}]\phi = -i(\epsilon_1 \sigma^\mu \epsilon_2^\dagger - \epsilon_2 \sigma^\mu \epsilon_1^\dagger)\partial_\mu \phi \\ [\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}]\psi_\alpha = -i(\epsilon_1 \sigma^\mu \epsilon_2^\dagger - \epsilon_2 \sigma^\mu \epsilon_1^\dagger)\partial_\mu \psi_\alpha + i\epsilon_{1\alpha}\epsilon_2^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi - i\epsilon_{2\alpha}\epsilon_1^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi \end{cases} \tag{1.60}$$

Or d'après (1.55), on a $\{Q_\alpha, Q^\dagger_{\dot\alpha}\} = 2\sigma^\mu_{\alpha\dot\alpha}P_\mu$. On peut montrer que cela implique :

$$[\epsilon_2 Q + \epsilon_2^\dagger Q^\dagger, \epsilon_1 Q + \epsilon_1^\dagger Q^\dagger] = 2(\epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger - \epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger)P_\mu \tag{1.61}$$

Pour ϕ, la relation de fermeture est donc vérifiée.
Par contre, pour ψ_α, il y a deux termes supplémentaires. On note toutefois que les équations du mouvement donnent :

$$\frac{\partial L}{\partial\psi^\dagger} - \partial_\mu\frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu\psi^\dagger)} = 0 \Rightarrow -i\bar\sigma^\mu\partial_\mu\psi = 0 \tag{1.62}$$

L'algèbre de la supersymétrie se ferme donc on-shell. Mais on veut que l'algèbre se ferme également off-shell, ce qui n'est pas le cas. On pouvait voir ce problème a priori en comptant le nombre de degrés de liberté. En effet, on a quatre degrés de liberté fermioniques contre deux degrés de liberté bosonique off-shell. On-shell les équations du mouvements réduisent le nombre de degrés de liberté fermioniques à deux, d'où la possibilité de fermeture de l'algèbre on-shell.
Pour remédier à ce problème off-shell, on introduit un autre champ scalaire complexe, noté F, dit champ auxiliaire. La densité lagrangienne correspondante est :

$$L_{aux} = F^\star F \tag{1.63}$$

Les équations du mouvement pour F sont :

$$F = F^\star = 0 \tag{1.64}$$

Le champ auxiliaire ne se propage pas, d'où son nom. Au regard de l'équation 1.60, on impose que F se transforme de la manière suivante :

$$\delta F = i\epsilon^\dagger\bar\sigma^\mu\partial_\mu\psi \qquad \delta F^\star = -i\partial_\mu\psi^\dagger\bar\sigma^\mu\epsilon \tag{1.65}$$

On obtient alors l'équation (1.66) qui s'annule on-shell.

$$\delta L_{aux} = i\epsilon^\dagger\bar\sigma^\mu\partial_\mu\psi F^\star - i\partial_\mu\psi^\dagger\bar\sigma^\mu\epsilon F \tag{1.66}$$

Il ne reste alors plus qu'à modifier l'équation de transformation pour ψ_α (1.59) comme suit :

$$\delta\psi_\alpha = i(\sigma^\mu\epsilon^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi + \epsilon_\alpha F \tag{1.67}$$

On obtient alors la propriété de fermeture recherchée on-shell comme off-shell :

$$[\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}]X = -i(\epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger - \epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger)\partial_\mu X \tag{1.68}$$

avec X chaque champ de la théorie ($X = \phi, \phi^\star, \psi, \psi^\dagger, F, F^\star$).
Finalement, la densité Lagrangienne obtenue est :

$$L_{free} = -\partial^\mu\phi^\star\partial_\mu\phi - i\psi^\dagger\bar\sigma^\mu\partial_\mu\psi + F^\star F \tag{1.69}$$

Si maintenant on tient compte des interactions qui ne sont pas de jauge pour des particules de supermultiplets chiraux, la forme la plus générale pour une densité Lagrangienne d'interaction renormalisable est :

$$L_{int} = -\frac{1}{2}W^{ij}\psi_i\psi_j + W^iF_i + cc \tag{1.70}$$

avec W^{ij} et W^i des fonctions des champs bosoniques ("cc" est le complexe conjugué).

On peut montrer que l'on peut définir un superpotentiel W tel que :

$$\begin{cases} W^{ij} & = & \frac{\delta^2 W}{\delta\phi_i \delta\phi_j} \\ W^i & = & \frac{\delta W}{\delta\phi_i} \end{cases} \tag{1.71}$$

L'expression de ce superpotentiel est :

$$W = \frac{1}{2} M^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k \tag{1.72}$$

avec M^{ij} une matrice symétrique de masse de champs fermioniques et y^{ijk} est la constante de Yukawa d'un champ scalaire ϕ_k et de deux champs fermioniques ψ_i et ψ_j.
Le même raisonnement peut être réalisé pour les supermultiplets de jauge. On obtient alors la nécessité d'introduire un autre champ auxiliaire traditionnellement nommé D. La section 1.3.2 présente les résultats obtenus dans le cadre de l'extension minimale du modèle standard.

1.3.2 Le modèle standard supersymétrique minimal

Le modèle standard supersymétrique minimal est l'extension du modèle standard qui ajoute le minimum de particules supplémentaires à celles déjà présentes dans le modèle standard.
Les fermions du modèle standard se transforment différemment sous le groupe de jauge suivant leur chiralité. Ils doivent donc être membres de supermultiplets chiraux. A chaque fermion est associé son superpartenaire scalaire. On les nomme en plaçant un "s" (pour scalaire) devant leur nom. Ainsi on parle de squarks, de sleptons, etc... On notera qu'on ne peut pas associer les bosons et les fermions du modèle standard entre eux[3].
Les bosons vecteurs du modèle standard sont placés dans des supermultiplets de jauge. Comme pour les supermultiplets chiraux, à chaque boson est associé son superpartenaire fermionique. On les nomme en plaçant "ino" à la fin du nom. Par exemple, le superpartenaire d'un gluon est le gluino. Les partenaires supersymétriques des particules standards sont notées avec un tilde.
Le boson de Higgs du modèle standard étant scalaire, on s'attend à le trouver dans un supermultiplet chiral. En fait, un seul supermultiplet chiral n'est pas suffisant. Il faut introduire deux superchamps H_u et H_d, comme on le verra plus loin.
Les tableaux 1.4 et 1.5 résument l'ensembles des champs dans le MSSM.

	spin 0	*spin* $\frac{1}{2}$	*superchamps*	*hypercharge*
squarks, quarks	$\tilde{u}_L, \tilde{d}_L$	u_L, d_L	Q	$\frac{1}{3}$
($\times 3$ *familles*)	$\tilde{u}_R^\star$	$u_R^\dagger$	$\bar{u}$	$-\frac{4}{3}$
	$\tilde{d}_R^\star$	$d_R^\dagger$	$\bar{d}$	$\frac{2}{3}$
sleptons, leptons	$\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L$	ν_L, e_L	L	-1
($\times 3$ *familles*)	$\tilde{e}_R^\star$	$e_R^\dagger$	$\bar{e}$	2
Higgs, higgsinos	H_u^+, H_u^0	$\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0$	H_u	1
	H_d^0, H_d^-	$\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-$	H_d	-1

TAB. 1.4 – *Supermultiplets chiraux du MSSM*

On notera que bien évidemment le L dans $\tilde{e}_L$ n'indique pas la chiralité de $\tilde{e}_L$ (c'est un scalaire) mais celle de son partenaire supersymétrique.
Le superpotentiel du MSSM est le suivant :

$$W_{MSSM} = \bar{u}_a^i (y_u)_i \, {}^j Q_{j\alpha}^a (H_u)^\alpha - \bar{d}_a^i (y_d)_i \, {}^j Q_{j\alpha}^a (H_d)^\alpha - \bar{e}_a^i (y_e)_i \, {}^j L_{j\alpha}^a (H_d)^\alpha + \mu (H_u)_\alpha (H_d)^\alpha \tag{1.73}$$

[3]Il existe diverses raisons à cela, par exemple les quarks sont dans un triplet de couleur, contrairement aux bosons du modèle standard qui sont dans des singulets ou un octet.

	spin $\frac{1}{2}$	*spin* 1
gluino, gluon	$\tilde{g}$	g
winos, W bosons	$\tilde{W}^{\pm}, \tilde{W}^0$	$W^{\pm}, W^0$
binos, B bosons	$\tilde{B}^0$	B^0

TAB. 1.5 – *Supermultiplets de jauge du MSSM*

avec y_u, y_d, y_e les couplages de Yukawa (matrices 3×3), $i = 1, 2, 3$ l'indice de famille et $a = 1, 2, 3$ l'indice de couleur.
Le terme $\mu H_u H_d$, appelé "terme μ", est l'équivalent supersymétrique du terme de masse du boson de Higgs dans le modèle standard. μ est unique car les termes $H_u^* H_u$ et $H_d^* H_d$ sont interdits à cause de l'invariance de jauge.

La R-parité

Le nombre leptonique L et le nombre baryonique B semblent conservés car on n'observe pas expérimentalement de désintégrations violant B ou L. Pour tenir compte de cela, on postule l'existence d'une symétrie, nommé R-parité. Le nombre quantique associé est :

$$R_P = (-1)^{3B+L+2j} \tag{1.74}$$

avec j le spin.
On vérifie facilement que les particules du modèle standard ont $R_P = +1$. Leurs partenaires supersymétriques ont $R_P = -1$. En conséquence les partenaires supersymétriques sont produits par paire à partir de la matière "ordinaire" et le partenaire supersymétrique le plus léger (LSP) est stable. Cela fait du LSP un candidat pour la matière noire.

Nécessité de deux superchamps de Higgs

Dans le modèle standard minimal, un seul doublet de Higgs est introduit. Par contre dans les extensions supersymétriques du modèle standard, un seul superchamp de Higgs n'est pas suffisant. Il existe plusieurs raisons expliquant la nécessité d'introduire un deuxième superchamp. Premièrement, du fait de l'invariance de jauge, des termes en $\bar{d}QH_u$, par exemple, sont interdits dans l'expression du superpotentiel (équation (1.73)). Il faut donc introduire au minimum deux champs d'hypercharge respectivement $+1$ et -1 pour que des fermions de type up comme de type down puissent acquérir une masse.
Une deuxième raison est qu'il est nécessaire d'introduire un deuxième doublet de Higgs pour que les diagrammes d'anomalies triangulaires se compensent entre eux (cf. figure 1.6), afin d'éviter tout problème de divergence. En effet, ce problème est résolu en imposant $Tr[Y^3] = 0$. La trace parcourt tous les degrés de liberté des fermions de Weyl gauches de la théorie. Pour le modèle standard, cette propriété est bien vérifiée à l'arbre. En ce qui concerne le MSSM, on rajoute comme fermions de Weyl gauche les higgsinos. Il faut donc ajouter un champ ayant une hypercharge opposée pour que la trace s'annule et ainsi supprimer les anomalies triangulaires.

Brisure de la supersymétrie

La supersymétrie est une symétrie brisée car on n'observe pas de bosons ayant les mêmes masses que les fermions. On s'attend bien sûr à ce que la brisure de la symétrie soit le résultat d'asymétries dans les solutions des équations dynamiques exactement symétriques et non dans l'asymétrie des équations dynamiques elles-mêmes. Toutefois les mécanismes théoriques connus

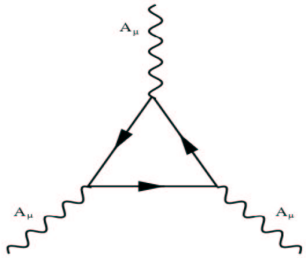


FIG. 1.6 – *Diagrammes de Feynman d'anomalies triangulaires.*

permettant de réaliser cette brisure spontanée ne sont pas compatible avec le MSSM [8]. Cependant, on peut briser explicitement la supersymétrie en ajoutant des termes de brisure explicitement dans le lagrangien. Il faut toutefois veiller à ce que les termes ajoutés n'entraînent pas de divergences quadratiques. On parle alors de brisure douce [9]. Les termes suivants sont alors introduit dans le lagrangien :

– Les termes de masse des binos, winos et gluinos :

$$\mathcal{L}_{gauginos} = -\frac{1}{2}\left(M_1\tilde{B}\tilde{B} + M_2\sum_{a=1}^{3}\tilde{W}^a\tilde{W}_a + M_3\sum_{a=1}^{8}\tilde{G}^a\tilde{G}_a + h.c.\right) \tag{1.75}$$

– Les termes de masse des sfermions :

$$\mathcal{L}_{sfermions} = -\left(M_Q^2\tilde{Q}_i^\dagger\tilde{Q}_i + M_L^2\tilde{L}_i^\dagger\tilde{L}_i + M_u^2|\tilde{u}_R|^2 + M_d^2|\tilde{d}_R|^2 + M_l^2|\tilde{l}_R|^2\right) \tag{1.76}$$

– Les termes de masse et le terme bilinéaire des bosons de Higgs :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = -\left(M_{H_1}^2\tilde{H}_1^\dagger\tilde{H}_1 + M_{H_2}^2\tilde{H}_2^\dagger\tilde{H}_2 + B\mu(H_2\cdot H_1 + h.c.)\right) \tag{1.77}$$

– Les termes de couplages trilinéaires entre les sfermions et les bosons de Higgs :

$$\mathcal{L}_{tril} = -\left(A^uY^u\tilde{u}_R^*H_2\tilde{Q} + A^dY^d\tilde{d}_R^*H_1\tilde{Q} + A^lY^l\tilde{l}_R^*H_1\tilde{L} + h.c.\right) \tag{1.78}$$

Les termes de brisures de la supersymétrie introduisent 105 paramètres indéterminés dans le lagrangien. Toutefois, en imposant, entre autres, l'invariance selon CP et aux matrices des masses des fermions et des couplages trilinéaires d'être diagonales, on obtient "uniquement" 22 paramètres libres en plus des 19 du modèle standard :

– $\tan\beta$: le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de champs de Higgs ;
– M_{H_1} et M_{H_2} : les masses des champs de Higgs ;
– M_1, M_2 et M_3 les masses des binos, winos et gluinos ;
– M_q, M_u, M_d, M_l et M_e : les masses des sfermions des deux premières générations ;
– A_u, A_d et A_e : les constantes de couplages trilinéaires des deux premières générations ;
– M_Q, M_t, M_b, M_L et M_τ : les masses des sfermions de la troisième génération ;
– A_t, A_b et A_τ : les constantes de couplages trilinéaires de la troisième génération.

Le nombre de paramètres peut encore être réduit si l'on se place dans le cadre du modèle mSUGRA [10] qui repose sur des transformations locales de la supersymétrie. Dans mSUGRA il existe deux secteurs de particules. Le secteur visible qui correspond à l'ensemble des multiplets du MSSM et le secteur caché qui contient des particules interagissant très peu avec le secteur visible. Les deux secteurs étant reliés par la gravitation. Ce modèle regroupe les conditions suivantes :

– unification des masses des gauginos : $M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2}$;

– universalité des masses des scalaires : $M_Q = M_u = M_d = M_l = M_L = M_{H_1} = M_{H_2} = m_0$;
– universalité des couplages trilinéaires : $A_u = A_d = A_e = A_0$.

Ainsi, mSUGRA n'introduit que 5 paramètres indépendants : m_0, $m_{1/2}$, $\tan\beta$, A_0 et le signe de μ (le paramètre de mélange des Higgsinos).

1.3.3 La brisure de la symétrie électrofaible dans le MSSM

Mécanisme

Comme on l'a vu paragraphe 1.3.2, on introduit les champs suivant :

$$\begin{array}{ll} H_u & (H_u^+ \ , \ H_u^0) \\ H_d & (H_d^0 \ , \ H_d^-) \end{array} \tag{1.79}$$

Dans le cadre du MSSM, le potentiel obtenu est alors le suivant :

$$\begin{array}{c} V = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2) + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)(|H_d^0|^2 + |H_d^-|^2) \\ +b(H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0) + cc \\ +\frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2 - |H_d^0|^2 - |H_d^-|^2)^2 \\ +\frac{1}{2}g^2|H_u^+ H_d^{0*} + H_u^0 H_d^{-*}|^2 \end{array} \tag{1.80}$$

On notera que les termes proportionnels à $m_{H_u}^2$, $m_{H_d}^2$ et b sont issus des termes de brisure douce. Il n'est pas possible de briser la symétrie électrofaible avec seulement deux superchamps de Higgs sans ces termes. Pour briser la symétrie électrofaible indépendemment de la brisure de supersymétrie, il faut ajouter un autre champs scalaire complexe, singlet de $SU(2) \times U(1)$ [11], ce qui ne sera pas discuté ici.

Au minimum du potentiel, en raison de l'invariance de jauge, on peut imposer sans perte de généralité la condition suivante :

$$H_u^+ = 0 \tag{1.81}$$

De plus, au minimum on a :

$$\frac{\partial V}{\partial H_u^+} = 0 \ \ => \ \ H_d^- = 0 \tag{1.82}$$

Le potentiel prend alors la forme suivante :

$$\begin{array}{c} V = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)|H_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)|H_d^0|^2 - (bH_u^0 H_d^0 + cc) \\ +\frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 \end{array} \tag{1.83}$$

Comme pour le mécanisme de Higgs standard, il faut imposer des conditions pour que le minimum n'est pas lieu pour $H_u^0 = H_d^0 = 0$, ce qui n'impliquerait pas de brisure de symétrie. Pour le modèle standard, la condition était $\mu^2 < 0$. Ici la condition est :

$$b^2 > (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|\mu|^2 + m_{H_d}^2) \tag{1.84}$$

De même, dans le modèle standard, il avait fallu imposer $\lambda > 0$ pour ne pas avoir de problème avec les grandes valeurs des champs scalaires. Ici, la condition correspondante est :

$$2b < 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 \tag{1.85}$$

Au minimum du potentiel, on a :

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial H_u^0} = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial H_d^0} = 0 \end{cases} \tag{1.86}$$

Cela implique :

$$\begin{cases} |\mu|^2 + m_{H_d}^2 = b \tan \beta - (\frac{m_Z^2}{2}) \cos (2\beta) \\ |\mu|^2 + m_{H_u}^2 = b \cot \beta + (\frac{m_Z^2}{2}) \cos (2\beta) \end{cases} \tag{1.87}$$

On vient d'exprimer $|\mu|$ et b en fonction de $\tan \beta$.
Les états propres de masse sont reliés aux champs par les relations suivantes :

$$\begin{pmatrix} h^0 \\ H^0 \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{Re}[H_u^0] - v_u \\ \mathrm{Re}[H_d^0] - v_d \end{pmatrix} \tag{1.88}$$

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_d^{-*} \end{pmatrix} \tag{1.89}$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{Im}[H_u^0] \\ \mathrm{Im}[H_d^0] \end{pmatrix} \tag{1.90}$$

avec :

$$m_{A^0}^2 = \frac{2b}{\sin (2\beta)} \tag{1.91}$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2 \tag{1.92}$$

$$m_{h^0,H^0}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{A^0}^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4 m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2(2\beta)} \right) \tag{1.93}$$

α peut être déterminé à l'arbre par les relations suivantes :

$$\frac{\sin(2\alpha)}{\sin(2\beta)} = -\frac{m_{A^0}^2 + m_Z^2}{m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2} \tag{1.94}$$

$$\frac{\cos(2\alpha)}{\cos(2\beta)} = -\frac{m_{A^0}^2 - m_Z^2}{m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2} \tag{1.95}$$

Il suffit de connaître deux paramètres, par exemple tan β et $m_{H^\pm}$ pour déterminer tous les autres paramètres.
L'équation (1.93) donne à l'arbre :

$$m_{h^0} < |\cos(2\beta)| m_Z \tag{1.96}$$

En tenant compte des corrections radiatives, et en supposant que la théorie reste perturbative jusqu'à la masse de Planck, on obtient :

$$m_{h^0} < 150 \text{ GeV/c}^2 \tag{1.97}$$

Pour $(\tilde{H_u^0}, \tilde{H_d^0})$ et $(\tilde{H_u^+}, \tilde{H_d^-})$, ils se combinent avec $(\tilde{B}, \tilde{W^0})$ et $(\tilde{W^+}, \tilde{W^-})$ pour former les neutralinos $(\tilde{\chi_i^0}\ (i = 1, 2, 3, 4))$ et les charginos $(\tilde{C_i^\pm}\ (i = 1, 2))$.

La recherche du boson de Higgs chargé $H^\pm$, produit via la désintégration du quark top, est l'un des objectif de cette thèse et sera présentée dans le chapitre 8. La suite de ce premier chapitre est dédiée à la phénoménologie du quark top et du boson de Higgs chargé au Tevatron.

1.4 La phénoménologie du quark top et du boson de Higgs chargé au Tevatron

1.4.1 Le quark top

La découverte du lepton tau en 1976 et celle du quark b en 1977 indiquèrent l'existence d'une troisième famille de particules. Le quark top, partenaire d'isospin 1/2 du quark b fut donc activement recherché. Sa masse fut prédite indirectement grâce aux mesures de précisions des expériences LEP et SLD [12, 13] avant sa découverte réalisée au Tevatron en 1995 par les expériences DØ et CDF [14]. Le quark top est la particule élémentaire la plus massive observée jusqu'à présent : $m_{top} = 172,4 \pm 1,2$ GeV/c^2 [15] et fait l'objet de nombreuses études [16, 17].

Production au Tevatron

Le mode dominant de production du quark top au Tevatron est une production par paire via l'interaction forte. Les deux modes de production par interaction forte sont l'annihilation de quarks ou la fusion de gluons, dont les principaux diagrammes sont présentés figures 1.7 et 1.8. Au Tevatron la production de paires de quarks top a lieu dans environ 85% des cas par annihilation de quarks. On notera qu'au LHC, c'est la fusion de gluon qui dominera, comme le montre la figure 1.9 qui présente les sections efficaces théoriques de production de paires de quarks top en fonction de l'énergie dans le centre de masse auprès d'accélérateurs proton-antiproton et proton-proton.

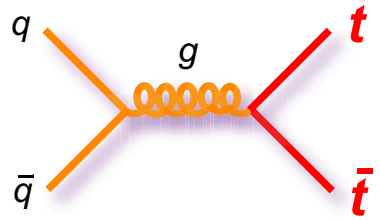


FIG. 1.7 – Diagramme principal de production de paires de quarks top par annihilation de quarks.

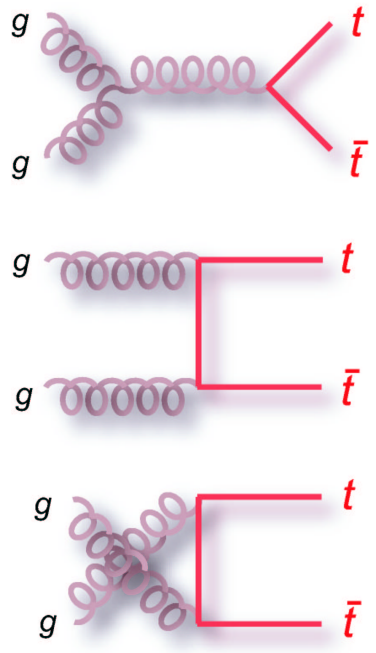


FIG. 1.8 – Principaux diagrammes de production de paires de quarks top par fusion de gluons.

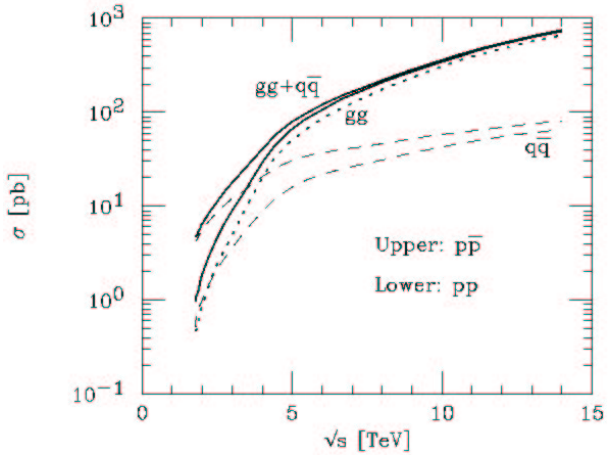


FIG. 1.9 – Sections efficaces théoriques de production de paires de quarks top en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ auprès d'accélérateurs proton-antiproton et proton-proton [21]. La masse du quark top est supposée de 175 GeV/c^2.

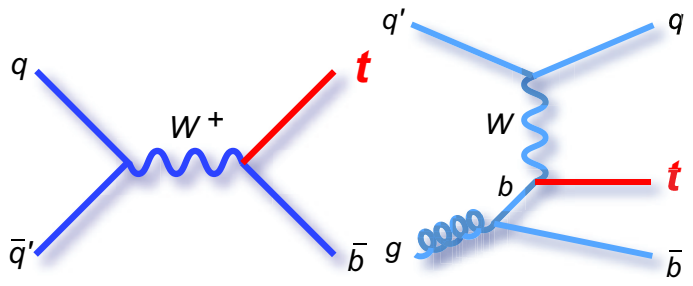


FIG. 1.10 – *Principaux diagrammes de Feynman de production du top célibataire. Le diagramme de gauche (appelé tb) correspond à la voie "s", celui de droite (appelé tbq) correspond à la voie "t".*

Le quark top peut également être produit via l'interaction faible. Contrairement à la production par couplage fort qui se fait par paire, un unique quark top est produit via l'interaction faible : on parle de top célibataire ("single top"). Les principaux diagrammes de productions sont donnés figures 1.10. La section efficace de production au Tevatron est de $0,88 \pm 0,14$ pb dans la voie "s" [18] et $1,98 \pm 0,30$ dans la voie "t" [19], pour une masse du top de 175 GeV/c^2. Ce mode de production fait l'objet de recherche, cf. référence [20], mais ne sera pas abordé ici, où seul le mode de production par paire sera étudié.

Désintégrations

Dans le cadre du modèle standard, le quark top se désintègre en un boson W et un quark d, s ou b. Les rapports d'embranchement sont donnés par les coefficients $|V_{tq}|^2$ de la matrice CKM. Dans le cadre du modèle standard, en assumant l'unitarité de la matrice CKM, on obtient $|V_{tb}| = 0,9991 \pm 0,0001$. On peut donc raisonnablement considérer en première approximation que le quark top se désintègre exclusivement en un boson W et un quark b.
La largeur de désintégration du top est donnée au premier ordre par :

$$\Gamma_{top} = \frac{G_F m_{top}^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_{top}^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_{top}^2}\right) \tag{1.98}$$

En tenant compte des corrections radiatives, pour $m_{top} = 175$ GeV/c^2, on obtient $\Gamma_{top} \approx 1,42$ GeV [16]. Le temps de vie du quark top est donc inférieur au temps typique d'hadronisation $\tau_{qcd} = 1/\Lambda_{qcd} \approx 10^{-23}$ s. Le quark top se désintègre donc généralement avant d'avoir eu le temps de s'hadroniser.

Dans l'hypothèse de l'existence d'un second doublet de Higgs, le quark top peut également se désintégrer en un boson de Higgs chargé et un quark b. Toutefois pour que cette désintégration soit autorisée, il faut que la masse du boson de Higgs chargé soit inférieure à celle du quark top plus celle du quark b. Dans ce cas, le rapport d'embranchement dépend de la masse du boson de Higgs chargé et de $\tan\beta$, dont le calcul est présenté dans la référence [22]. La figure 1.11 présente les rapports d'embranchement obtenus pour différentes masses du boson de Higgs chargé en fonction de $\tan\beta$. Le rapport d'embranchement présente un minimum en $\sqrt{\frac{m_{top}}{m_b}} \approx 6.3$. Plus on s'éloigne de ce minimum, plus le rapport d'embranchement augmente : les faibles et les grandes valeurs de $\tan\beta$ favorisent la production de bosons de Higgs chargés via la désintégration du quark top.

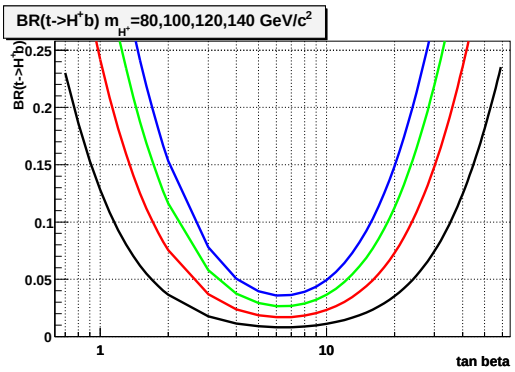


FIG. 1.11 – Rapport d'embranchement du top en un boson de Higgs chargé et un quark b, en fonction de $\tan\beta$. La courbe bleue correspond à un boson de Higgs chargé d'une masse de 80 GeV/c^2, la courbe verte de 100 GeV/c^2, la courbe rouge de 120 GeV/c^2 et la courbe noire d'une masse de 140 GeV/c^2.

1.4.2 Le boson de Higgs chargé

Les modes de production et de désintégration du boson de Higgs chargé au Tevatron sont présentés dans cette partie. Le boson de Higgs chargé n'ayant pas été observé jusqu'à présent, les limites sur sa masse obtenues par diverses expériences sont brièvement rappelées.

Production au Tevatron

Si la masse du boson de Higgs chargé est inférieure à la masse du quark top plus celle du quark b, le boson de Higgs chargé peut être produit via la désintégration du quark top, comme décrit au paragraphe précédent. C'est ce mode de production qui sera étudié dans le chapitre 8.

Si le boson de Higgs chargé à une masse supérieure à celle du quark top, il est produit au Tevatron principalement par annihilation de quarks légers, dont le diagramme de Feynman principal est donné figure 1.12. La section efficace de production du boson de Higgs chargé par annihilation de quark au Tevatron est donnée par la figure 1.13.

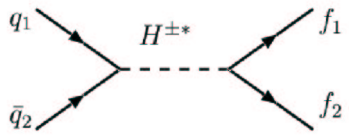


FIG. 1.12 – Principal diagramme de production de deux fermions via un boson de Higgs chargé $H^{\pm}$ par annihilation de quarks légers au Tevatron.

Le boson de Higgs chargé peut également être produit au Tevatron par radiation d'un quark de la troisième famille, via les processus $gb \to H^- t$ et $gg \to t\bar{b}H^-$, dont les principaux diagrammes de Feynman sont donnés figure 1.14. Ce mode de production sera important au LHC, mais reste négligeable au Tevatron, au vu des sections efficaces [23].
Une autre possibilité est la production du boson de Higgs chargé par paire ou associé à un boson $W^{\pm}$ ou à un boson de Higgs. Les principaux diagrammes de Feynman correspondants sont présentés figure 1.15. Les sections efficaces correspondantes sont présentées figure 1.16.

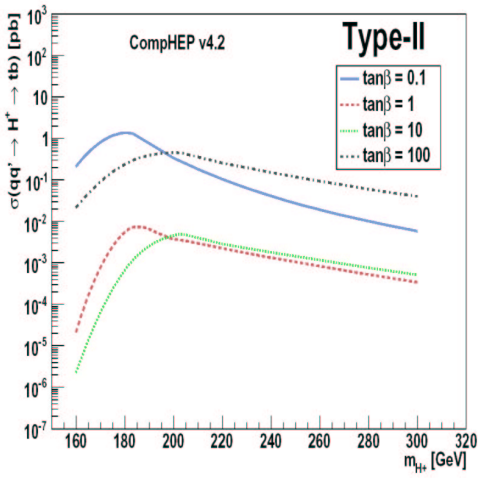


FIG. 1.13 – Section efficace de production du boson de Higgs chargé au Tevatron par annihilation de quarks, multipliée par le rapport d'embranchement du boson de Higgs chargé en tb, en fonction de la masse du boson de Higgs chargé, pour différentes valeurs de $\tan\beta$.

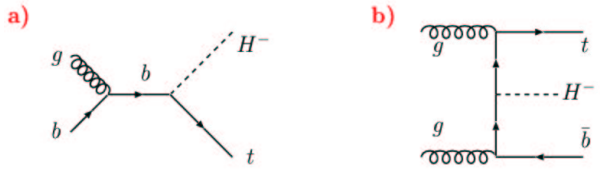


FIG. 1.14 – Principaux diagrammes de Feynman des processus $gb \to H^- t$ (a) et $gg \to t\bar{b}H^-$ (b).

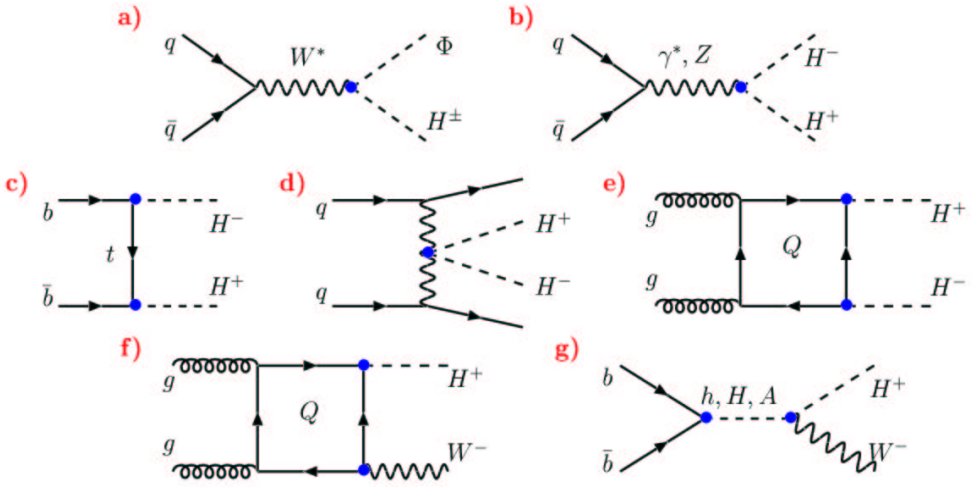


FIG. 1.15 – Principaux diagrammes de Feynman de production $H^\pm\Phi$, H^+H^- et $W^\pm H^\mp$ au Tevatron. $\Phi = h^0, H^0, A^0$.

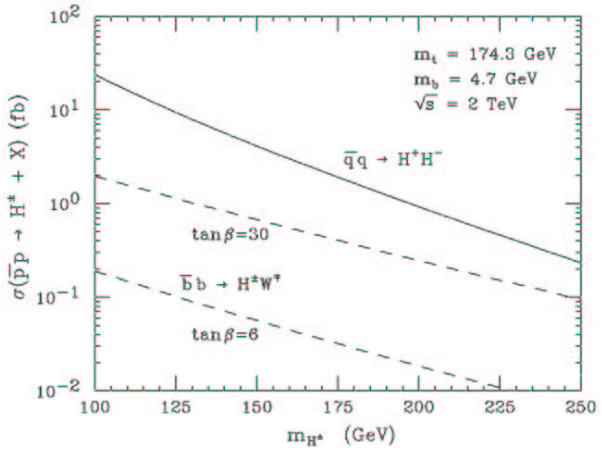


FIG. 1.16 – Section efficace $p\bar{p} \to H^+H^- + X$ (ligne pleine) et $p\bar{p} \to H^\pm W^\mp + X$ (ligne pointillée) au Tevatron en fonction de la masse du boson de Higgs chargé pour $\tan\beta = 6$ et $\tan\beta = 30$.

Désintégrations

Le mode de désintégration du boson de Higgs chargé dépend beaucoup du type de modèle à deux doublets de Higgs considéré, comme on peut le voir sur la figure 1.17 qui représente le rapport d'embranchement du boson de Higgs chargé en $\tau\nu$ en fonction de $\tan\beta$ pour différents modèles. Dans la suite, nous nous placerons dans le cadre du MSSM.

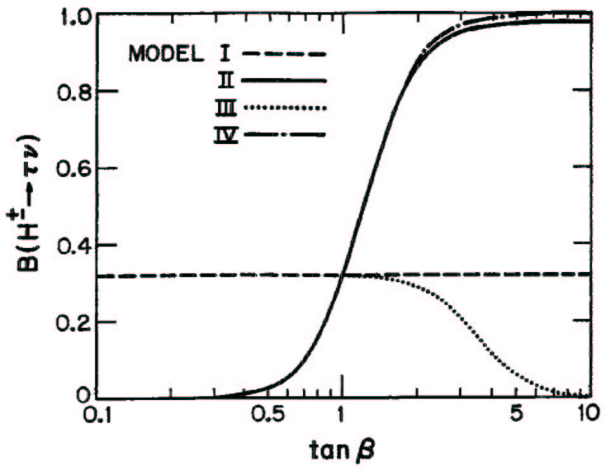


FIG. 1.17 – Rapports d'embranchement du boson de Higgs chargé en $\tau\nu$ en fonction de $\tan\beta$. Les différentes courbes correspondent aux différents types de modèles à deux doublets de Higgs considérés [24].

La désintégration du boson de Higgs chargé dépend alors principalement de la masse du boson de Higgs chargé et de $\tan\beta$. Toutefois, les autres paramètres du MSSM interviennent via les corrections radiatives. Pour cette étude, les valeurs suivantes ont été choisies : $\mu = 500$ GeV/c^2, $A_t = A_b = 2000$ GeV/c^2, $A_\tau = 500$ GeV/c^2, $M_1 = 0,498 M_2$ et $M_2 = M_3 = M_Q = M_U = M_D = M_L = M_E = 1000$ GeV/c^2. Les modes de désintégrations dominants sont les suivants :

- $H^\pm \to tb$ pour les masses du boson de Higgs chargé supérieures à la masse du top plus celle du quark b.
- $H^\pm \to \tau\nu$ pour $\tan\beta > 2$ et $m_{H^\pm} < m_{top}$.
- $H^\pm \to c\bar{s}$ pour $\tan\beta < 2$ et $m_{H^\pm} < m_{top}$.

La figure 1.18 présente les rapports d'embranchement de désintégration du boson de Higgs

chargé en fonction de sa masse dans le MSSM pour $\tan\beta = 30$. On notera la prédominance de la désintégration $H^\pm \to tb$ dans la région où elle est cinématiquement permise. La figure 1.19 présente les rapports d'embranchement de désintégration du boson de Higgs chargé en fonction de $\tan\beta$ dans le MSSM, pour $m_{H^\pm} = 100$ GeV/c^2. Les modes de désintégration dominants $H^\pm \to \tau\nu$ et $H^\pm \to c\bar{s}$ sont présentés, ainsi que les désintégrations en $t\bar{b}$, W^*h^0 et W^*A^0, dont la contribution est négligeable pour les grandes valeurs de $\tan\beta$.

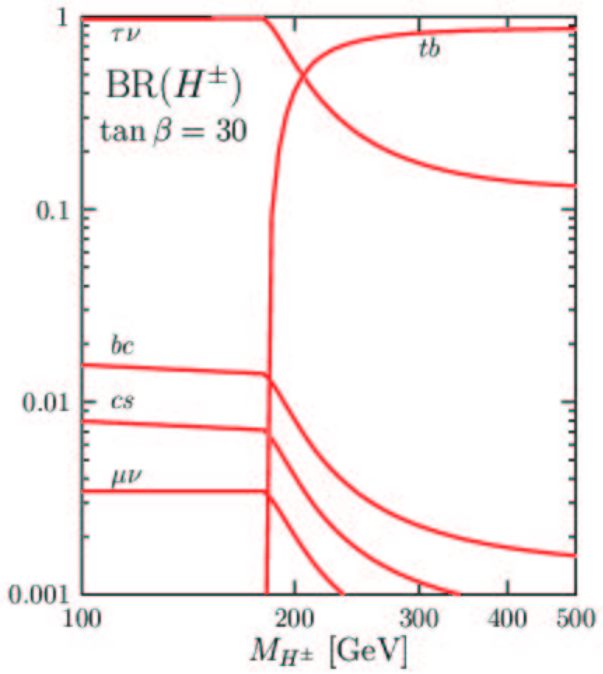


FIG. 1.18 – Rapports d'embranchement de désintégration du boson de Higgs chargé en fonction de sa masse dans le MSSM pour $\tan\beta = 30$.

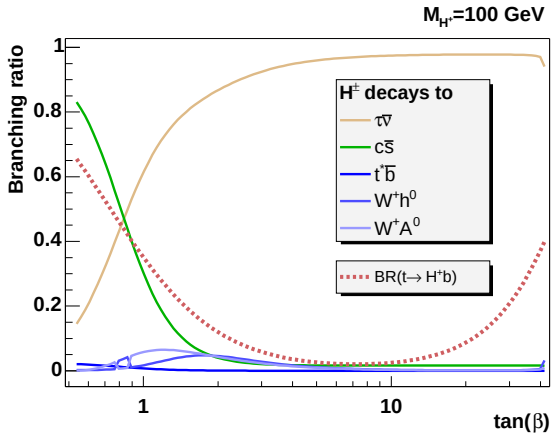


FIG. 1.19 – Rapports d'embranchement de désintégration du boson de Higgs chargé en fonction de $\tan\beta$ dans le MSSM, pour $m_{H^\pm} = 100$ GeV/c^2.

Limites actuelles sur le boson de Higgs chargé

Les recherches du boson de Higgs chargé n'ont montré aucune déviation par rapport au modèle standard, ce qui a conduit à exclure certaines régions de l'espace des paramètres.

Les quatre expériences du LEP, Aleph, Delphi, L3 et Opal, ont cherché le boson de Higgs chargé via la production $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$. La combinaison des résultats est présentée figure 1.20. Les masses inférieures à $78,6$ GeV/c^2 sont exclues, sous l'hypothèse $BR(H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu) + BR(H^\pm \rightarrow c\bar{s})$=1, avec un niveau de confiance de 95%.

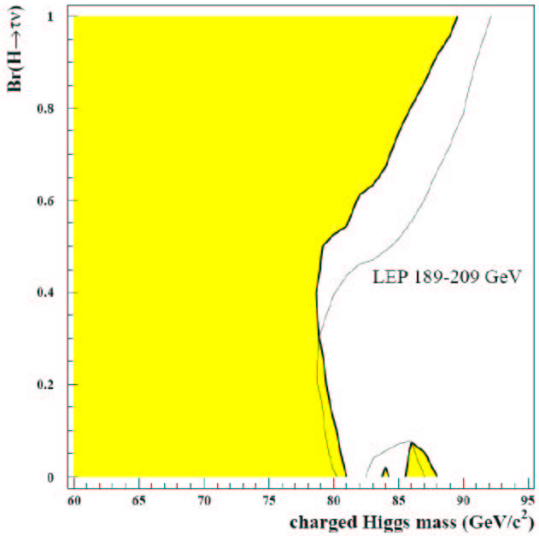


FIG. 1.20 – Combinaison des résultats des expériences du LEP pour la recherche du boson de Higgs chargé [25]. La région jaune est exclue avec un niveau de confiance de 95%.

Le boson de Higgs chargé a également été recherché au Tevatron dans les expériences CDF et DØ. Les limites obtenues dans le plan ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) sont présentées figure 1.21 pour l'expérience CDF. La figure 1.22 présente les résultats obtenus par la collaboration DØ au Run I (1992-1996). Les résultats du Run II seront présentés dans le chapitre 8.

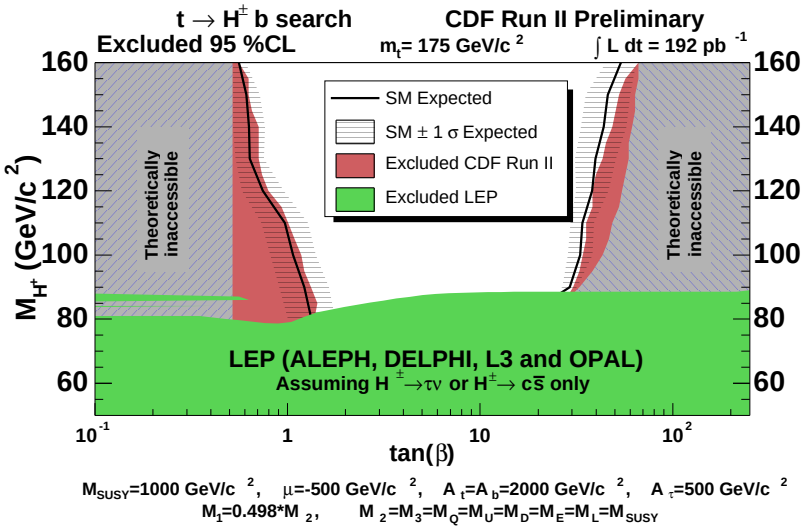


FIG. 1.21 – Zones d'exclusion, avec un niveau de confiance de 95%, du boson de Higgs chargé dans le plan ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) obtenues par l'expérience CDF [26].

Le boson de Higgs chargé a également été recherché de manière indirecte via son influence dans les corrections radiatives, par exemple sur le taux de désintégrations $b \rightarrow s\gamma$ [28]. Les expériences

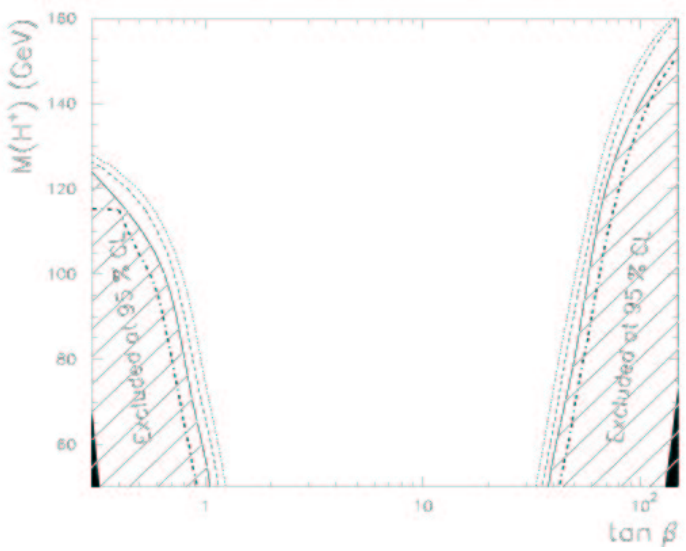


FIG. 1.22 – Zones d'exclusion, avec un niveau de confiance de 95%, du boson de Higgs chargé dans le plan ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) obtenues par l'expérience DØ au Run I [27]. La masse du top est supposée à 175 GeV/c^2 et la section efficace de production $\sigma(t\bar{t})$ est fixée à 5,5 pb (régions hachurées, lignes pleines), à 5 pb (lignes segmentées) et à 4,5 pb (lignes pointillées). Les lignes alternant points et tirets à l'interieur des régions hachurées correspondent à une analyse fréquentiste avec $\sigma(t\bar{t}) = 5,5$ pb.

Babar, Belle et Cleo ont ainsi mis des limites sur la masse du boson de Higgs chargé. Toutefois, ces limites dépendent fortement du modèle considéré [29].

Chapitre 2

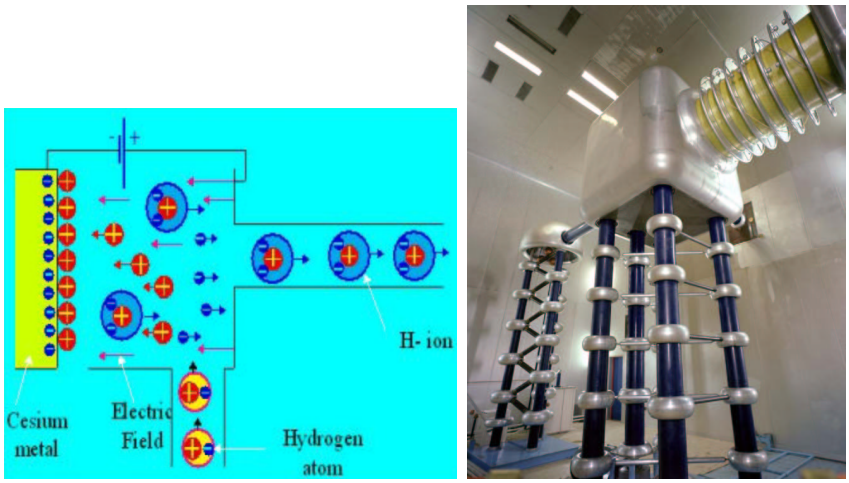
Le Tevatron et le détecteur DØ

Le Tevatron est un collisionneur proton-antiproton situé au Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) dans la périphérie de Chicago. Les faisceaux de ce synchrotron se croisent en deux zones de collision abritant les détecteurs CDF (Collider Detector at Fermilab) et DØ. Durant la première période de fonctionnement du Tevatron (Run I, 1992-1996), ces deux expériences ont accumulé chacune une luminosité intégrée d'environ 125 pb^{-1}. L'analyse de ces collisions, réalisées avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de 1,8 TeV, a permis entre autres la découverte du quark top en 1995 [14]. La seconde période de fonctionnement du Tevatron (Run II, depuis 2001) a permis d'accumuler jusqu'à aujourd'hui plus de 4 fb^{-1} de données par expérience, grâce aux améliorations effectuées sur le complexe d'accélération des faisceaux. L'énergie des faisceaux a en outre été augmentée d'environ 9% ($\sqrt{s}$ =1,96 TeV), ce qui a, par exemple, pour effet d'augmenter la section efficace attendue de production de paires $t\bar{t}$ de 40%. Le système d'accélération et de collision des protons et des antiprotons du Run II va être brièvement décrit dans ce chapitre, suivi par une courte présentation des différents sous-détecteurs qui composent le détecteur DØ. Enfin, une courte description de la chaîne de simulation des événements par méthode Monte Carlo est présentée.

2.1 Le système d'accélération et de collision

2.1.1 Production du faisceau de protons

Les protons, obtenus par ionisation d'atomes d'hydrogène à l'aide d'un champ électrique, sont tout d'abord transformés en ions H^- au contact d'une anode en césium, puis accélérés jusqu'à 750 MeV par le champ électrique d'un accélérateur de type Cockcroft-Walton (cf figure 2.1).
Ensuite, les ions H^- sont accélérés dans un accélérateur linéaire (Linac) de 130 mètres de long, constitué de cavités accélératrices radio-fréquences. Le Linac produit un faisceau structuré en paquets espacés de 5 ns, eux-même regroupés en super-paquets (pulse) de 20 à 50 μs. À la sortie du Linac, les ions H^- ont une énergie de 400 MeV, et sont injectés dans un synchrotron d'environ 475 mètres de circonférence, appelé "booster". Une feuille de carbone est placée au niveau du "booster" afin d'arracher les électrons des ions H^- et former ainsi des protons. Ces protons sont alors accélérés à l'aide de cavités radiofréquences jusqu'à une énergie de 8 GeV. Une fois cette énergie atteinte, les protons sont transmis à l'injecteur principal, comme on peut le voir sur la figure 2.2 qui schématise le complexe d'accélération de Fermilab. L'injecteur principal est un synchrotron de 500 m de diamètre qui permet de regrouper les protons issus du "booster" en paquets et de les amener à une énergie de 150 GeV afin de les injecter dans le Tevatron.
Le Tevatron est le dernier synchrotron de la chaîne d'accélération. Il mesure 6,3 km de circonférence et possède 722 aimants supraconducteur refroidis à environ 4 K avec de l'hélium liquide, afin de produire un champ magnétique de 4,2 T pour courber la trajectoire des parti-



(a) (b)

FIG. 2.1 – *Principe de production des ions H^- (a) dans l'accélérateur Cockcroft-Walton (b).*

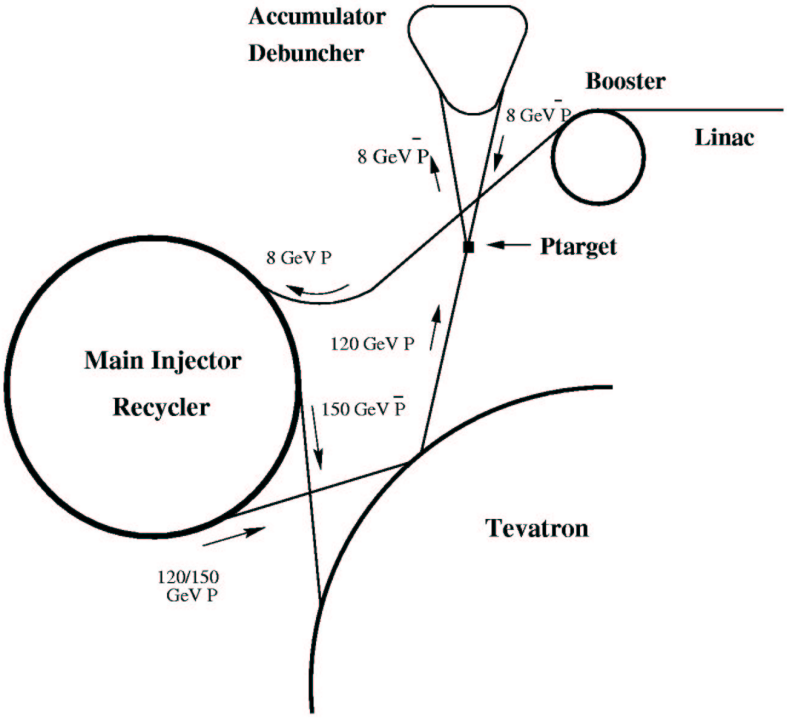


FIG. 2.2 – *Le complexe d'accélération des faisceaux de protons et d'antiprotons de Fermilab.*

cules. 8 cavités radiofréquences permettent d'accélérer les protons de 150 GeV à 980 GeV, et 180 quadripôles contrôlent la taille transverse des faisceaux. Les protons sont regroupés en 3 super-paquets de 12 paquets, comme le montre la figure 2.3. Les super-paquets sont espacés de 2,6 μs. À l'intérieur d'un super-paquet, les paquets de protons sont espacés de 396 ns.

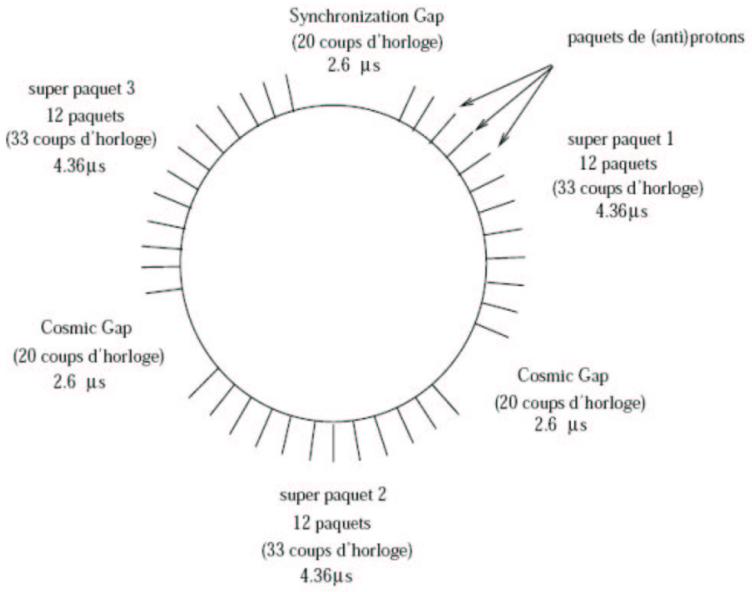


FIG. 2.3 – *Structure des faisceaux dans l'anneau du Tevatron.*

2.1.2 Élaboration du faisceau d'antiprotons

Les antiprotons sont produits à l'aide de protons accélérés à une énergie de 120 GeV par l'injecteur principal, et d'une cible de nickel. Lors de la collision des protons sur la cible, environ 20 antiprotons sont créés pour 10^6 protons incidents. Les différentes particules émises sont focalisées à l'aide d'une lentille en lithium, puis un champ magnétique de 1,5 T, créé par un aimant dipolaire, permet la séparation des antiprotons des autres particules. Les antiprotons sont alors dirigés dans un synchrotron de forme triangulaire, appelé "debuncher" du fait qu'il supprime la structure en paquet du faisceau, dont le rôle principal est de réduire la dispersion en énergie des antiprotons (autour de 8 GeV). Les antiprotons subissent dans le "debuncher" un processus de refroidissement stochastique [30] qui permet de réduire la dispersion spatiale du faisceau. Le faisceau ainsi produit est alors stocké dans l'accumulateur, autre synchrotron de forme triangulaire, où les antiprotons sont de nouveau soumis à un refroidissement stochastique. Puis le faisceau est transféré dans le recycleur, anneau à aimants permanents situé dans le tunnel de l'injecteur principal, où un faisceau d'électrons monocinétiques permet un refroidissement "thermique" du faisceau d'antiprotons ("electron cooling" [31]). Il faut environ 8 h pour produire un faisceau de $1,3 \times 10^{12}$ antiprotons, qui est ensuite transmis à l'injecteur principal, afin d'accélérer les antiprotons à une énergie de 150 GeV, avant de les injecter dans le Tevatron.

2.1.3 Performances du Tevatron - Luminosité

Les performances du Tevatron sont caractérisées par la luminosité instantanée délivrée, définie par [32] :

$$\mathcal{L} = \frac{f n N_p N_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F\left(\frac{\sigma_l}{\beta^*}\right) \tag{2.1}$$

où N_p et $N_{\bar{p}}$ sont le nombre de protons et d'antiprotons par paquets, f la fréquence de croisement des faisceaux, n le nombre de paquets par faisceau, σ_p ($\sigma_{\bar{p}}$) la variance de la gaussienne qui caractérise la largeur du faisceau de protons (d'antiprotons) et F un facteur de forme qui est fonction de la longueur du paquet σ_l et de β^* la valeur de la fonction beta au point de collision qui caractérise la focalisation longitudinale des faisceaux.
Pour un processus de section efficace σ, la luminosité est reliée au nombre d'évenements dN attendu dans l'intervalle de temps dt par la relation :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma}\frac{dN}{dt} \tag{2.2}$$

Au Tevatron, la luminosité est limitée principalement par la difficulté d'obtention du faisceau d'antiprotons. Le temps de vie du faisceau d'antiprotons est limité entre autres par les interactions avec le gaz résiduel contenu dans le tube à vide. De nouveaux faisceaux sont injectés dans le Tevatron toutes les 12 à 19 h environ. Les périodes d'acquisition des données entre deux injections sont appelées "store". Un exemple d'évolution du taux de déclenchement au cours d'un "store" est représenté sur la figure 2.4 pour chaque niveau du système d'acquisition des données, qui sera décrit dans le chapitre 4. Chaque "store" est divisé en périodes de 2 h à 4 h appelées "runs". Entre chaque "run", les menus de déclenchement utilisés peuvent être modifiés, de manière à optimiser l'acquisition en fonction de la luminosité instantanée délivrée. La figure 2.5 présente

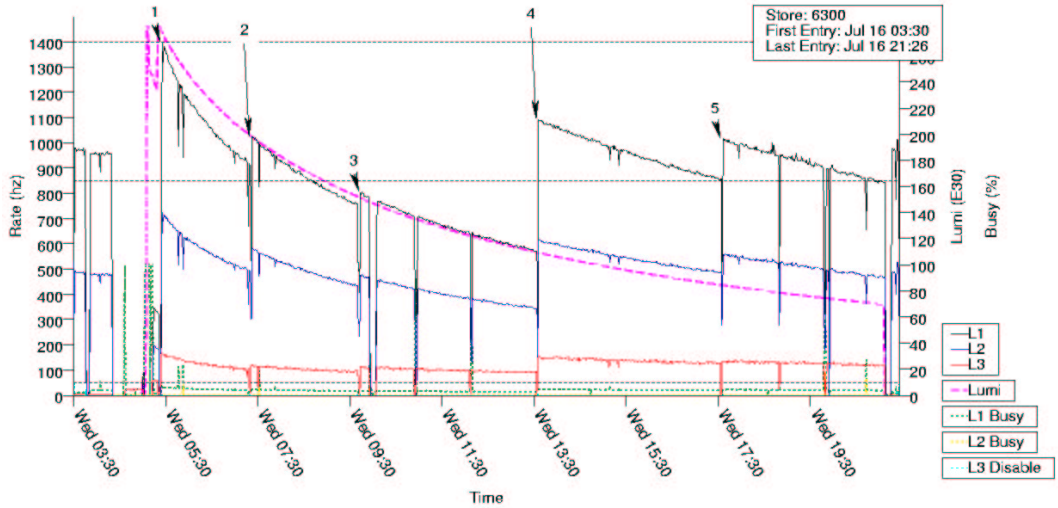


FIG. 2.4 – *Taux de déclenchement en fonction du temps des différents niveaux du système d'acquisition des données (noir : niveau 1, bleu : niveau 2 et rouge : niveau 3) durant un "store". La courbe rose représente l'évolution de la luminosité instantanée. Les chiffres noirs indiquent le début de chaque "run".*

la luminosité instantanée obtenue au début de chaque "store" en fonction du temps, ainsi que la luminosité intégrée, définie par l'intégrale par rapport au temps de la luminosité instantanée sur la période d'acquisition considérée. On notera l'amélioration des performances du Tevatron au cours du temps, avec l'obtention de luminosités instantanées supérieures à $300\times10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et près de 4,5 fb^{-1} délivrés, grâce, entre autres, au succès de la technique de refroidissement des faisceaux par des électrons et aux progrès réalisés dans la production et le stockage des antiprotons [33]. La figure 2.6 présente les perspectives pour les années 2009 et 2010. Entre 7,2 et 8,6 fb^{-1} sont attendus fin 2010.

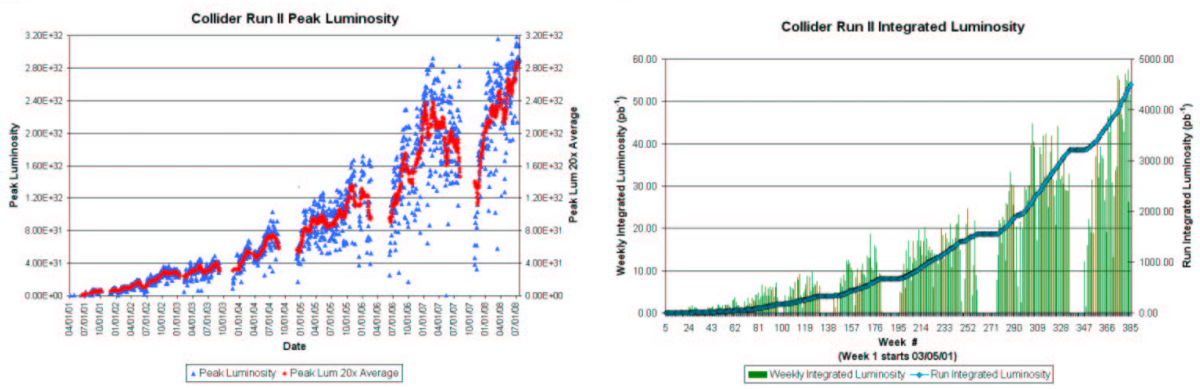


FIG. 2.5 – *À gauche : évolution de la luminosité instantanée initiale en fonction du temps (Run II). À droite : évolution de la luminosité intégrée par semaine (en vert) et totale (en bleu) en fonction du temps (Run II).*

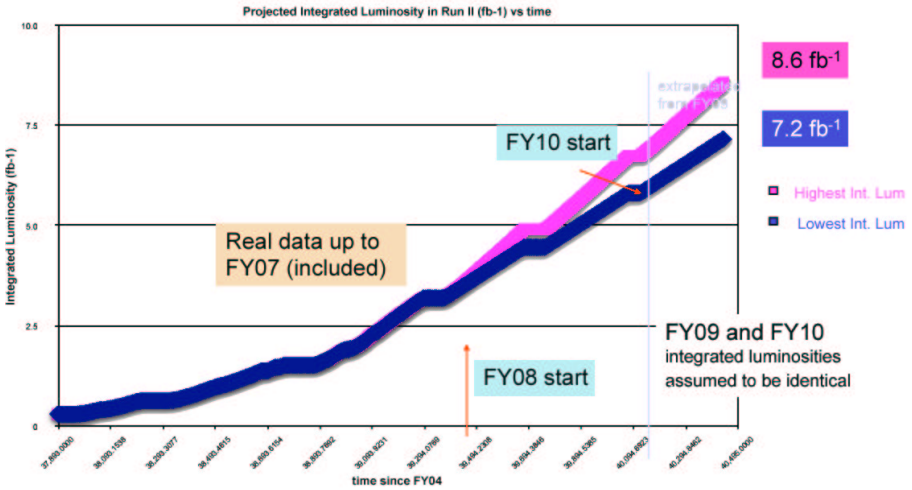


FIG. 2.6 – *Évolution de la luminosité intégrée en fonction du temps et perspectives pour les années 2009 et 2010.*

2.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ [34], destiné principalement à l'étude des processus électrofaible, à la physique des saveurs lourdes, ainsi qu'à la recherche de nouvelles particules, est en fonctionnement depuis 1992. De nombreuses améliorations [35] ont été apportées au détecteur lors du passage à la seconde phase de fonctionnement du Tevatron qui a débutée en 2001 (Run II), avec notamment l'ajout d'un aimant solénoïdal supraconducteur de 2 T et d'un système de trajectographie. Durant l'année 2006, le détecteur a subi de nouvelles modifications, avec entre autres l'ajout d'une couche de détecteurs de traces au silicium sur le tube à vide du Tevatron [36]. Dans la suite de ce chapitre, les différents sous-détecteurs constituant le détecteur DØ vont être décrits tels qu'ils sont dans cette dernière configuration (Run IIb). Les figures 2.7 et 2.8 présentent une coupe du détecteur DØ, qui possède globalement une géométrie cylindrique autour de l'axe des faisceaux. Si on parcourt le détecteur du centre vers l'extérieur, on trouve le système de détection des vertex et des traces, l'aimant solénoïdal, un détecteur de pied de gerbe, le calorimètre et enfin le spectromètre à muons. Ces différents sous-détecteurs vont être décrits ci-après.

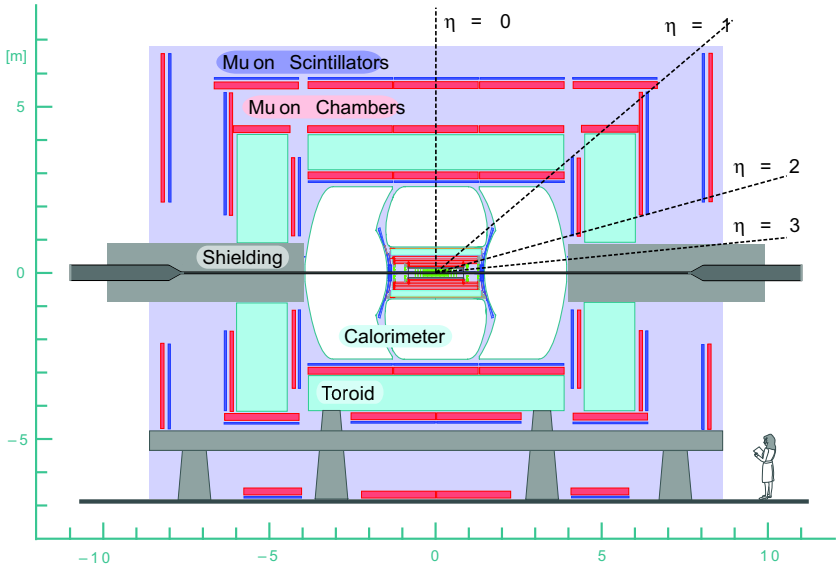


FIG. 2.7 – *Représentation schématique en coupe longitudinale du détecteur DØ.*

Le système de coordonnées utilisé est généralement le repère cartésien orthonormé (O,x,y,z), avec le centre du détecteur pour origine, l'axe (Oz) étant l'axe du faisceau orienté dans le sens de circulation du faisceau de protons et l'axe (Oy) étant vertical orienté vers le haut. On utilise également les coordonnées sphériques (r,θ,ϕ) avec θ et ϕ les angles polaire et azimutal relativement à l'axe z. Plutôt que θ, on utilise souvent la pseudorapidité η définie par :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.3}$$

2.2.1 Le détecteur de vertex

Le détecteur de traces au silicium ("Silicon MicroStrip Tracker", SMT) [37] permet la reconstruction des traces jusqu'à $|\eta| = 3$. Il est constitué de 3 barillets de 4 couches de capteurs, 6 disques F et 2 disques H, présentés figure 2.9. Les couches 2 et 4 des barillets sont constituées de capteurs double face dont les implants (micropistes) dopés n^+ font un angle de 2° avec les micropistes dopées p^+, alignées avec l'axe du faisceau. Les couches 1 et 3 sont équipées de capteurs

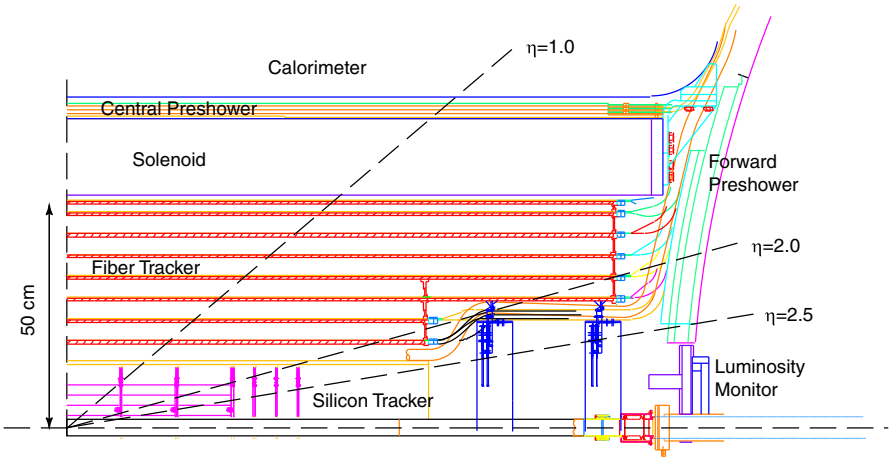


FIG. 2.8 – *Vue longitudinale d'un quart du trajectographe.*

simple face, formant un angle de 90° les uns par rapport aux autres. Une couche de détecteur simple face a également été installée sur le tube à vide du Tevatron (Run IIb). Le SMT est refroidi à -10°C grâce à un mélange d'eau et d'éthylène glycol (30%). Le SMT permet d'obtenir une résolution de l'ordre de 10 μm dans le plan r-ϕ et de 40 μm dans le plan longitudinal.

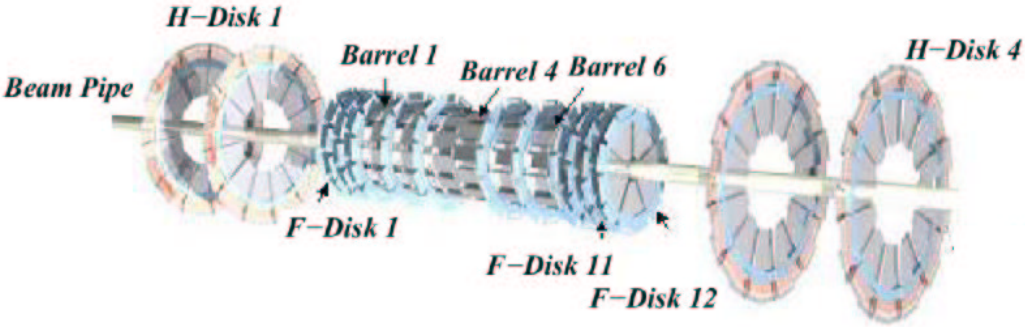


FIG. 2.9 – *Schéma du détecteur de traces au silicium (SMT). Les deux disques H les plus externes présentés sur cette figure ont été retirés lors du passage au Run IIb.*

2.2.2 Le détecteur à fibres scintillantes

Le détecteur à fibres scintillantes ou CFT ("Central Fiber Tracker") [38], placé dans le champ magnétique de 2 T produit par le solénoïde supraconducteur, permet la mesure de l'impulsion des particules chargées. Il est constitué de 8 cylindres concentriques en fibres de carbone, de 20 à 52 cm de rayon, portant chacun deux doublets de fibres scintillantes (un axial selon z, l'autre faisant un angle stéréo de $\pm 3°$), qui couvrent un domaine en pseudorapidité allant jusqu'à $|\eta| = 2$. La figure 2.11 présente une photographie d'une coupe transversale d'une partie de cylindre du CFT. L'énergie déposée par les particules chargées traversant les fibres du CFT est réémise sous forme de photons de longeur d'onde 530 nm. Les 76800 fibres du CFT sont reliées à une extrémité à un guide d'onde, lui même relié à un photodétecteur à avalanches ("Visible Light Photon Counter" : VLPC), opérant à une température de 9 K, qui permet de convertir le flux de lumière en courant électrique. L'autre extrémité des fibres scintillantes est fermée à l'aide d'une couche d'aluminium qui joue le rôle de miroir avec une réflectivité de l'ordre de 90%. La précision obtenue sur la position des impacts dans le CFT est de l'ordre de 100 μm dans le plan r-ϕ.

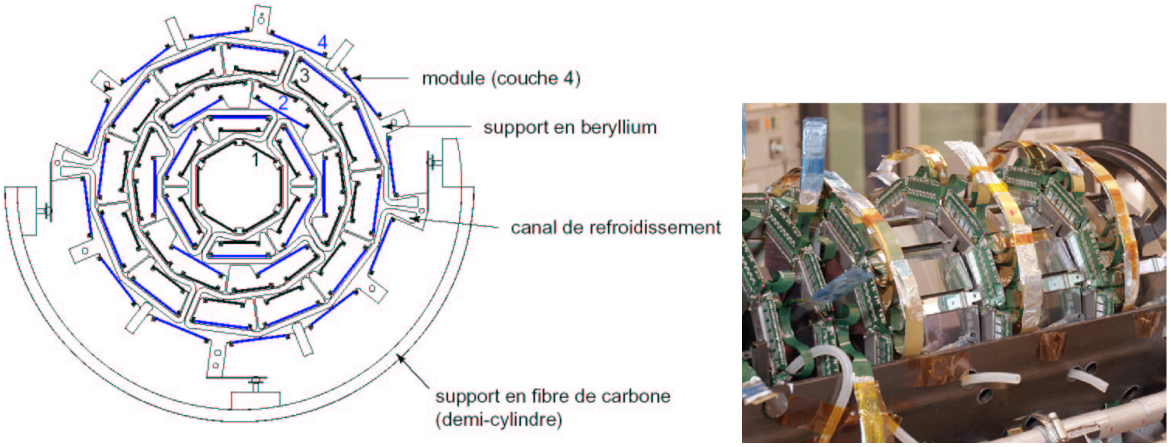


FIG. 2.10 – *Coupe transversale (à gauche) et photographie (à droite) de la partie centrale du SMT.*

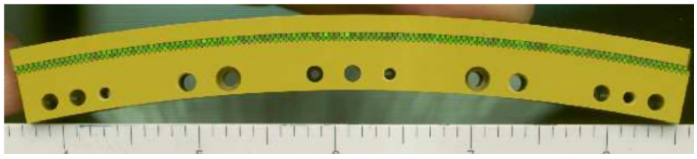


FIG. 2.11 – *Photographie d'une coupe transversale d'une partie de cylindre du CFT. La structure en fibre de carbone est en jaune, les deux couches de fibres scintillantes sont en vert.*

2.2.3 L'aimant solénoïdal

L'aimant solénoïdal [39] est constitué de deux couches supraconductrices d'alliage d'aluminium, cuivre, nobium et titane et produit un champ magnétique de 2 T, dont la carte du champ est présentée figure 2.12. Il fonctionne à une intensité nominale de 4820 A et à une température de 10 K, assurée par un refroidissement à l'hélium liquide. Sa longueur de radiation équivalente, cryostat inclus, est présentée figure 2.13 : elle varie d'environ 0,9 X_0 dans le central à environ 2 X_0 sur l'avant.

2.2.4 Le calorimètre

Le calorimètre de DØ [34] est constitué d'un tonneau central ("Central Calorimeter" : CC) couvrant la région $|\eta| \leqslant 1$ et de deux bouchons ("End Cap" : EC) couvrant les régions avant $1,3 \leqslant |\eta| \leqslant 4,2$. Chaque partie est incluse dans un cryostat qui maintient la température interne à environ 80 K. Chaque région du calorimètre est constituée d'une partie électromagnétique (EM), d'une partie hadronique de granularité fine ("Fine Hadronic" : FH) et d'une partie hadronique de granularité grossière ("Coarse Hadronic" : CH), comme indiqué sur la figure 2.14. Chaque partie est constituée d'une alternance de plaques d'absorbeur et d'électrodes plongées dans de l'argon liquide. Les plaques d'absorbeur sont en uranium, sauf dans la partie hadronique de granularité grossière où du cuivre (dans le CC) ou de l'acier (dans les EC) sont utilisés. On définit une cellule du calorimètre en associant une plaque d'absorbeur avec une électrode, comme le montre la figure 2.15. Les cellules, de forme trapézoïdale, sont organisées en tours pseudo-projectives, empilement de cellules pointant vers le centre du détecteur.
La partie électromagnétique du calorimètre central, divisée en 32 modules en ϕ, est constituée de 4 couches cylindriques concentriques, nommées EM1, EM2, EM3 et EM4, localisées à un rayon de 85, 87, 92 et 99 cm par rapport à l'axe des faisceaux. La segmentation des cellules est de 0,1×0,1 dans le plan $\Delta\eta \times \Delta\phi$, sauf dans la couche EM3 qui est constituée de 4 couches de cellules de dimension 0,05×0,05 car cette région correspondait à la zone de dépôt maximal

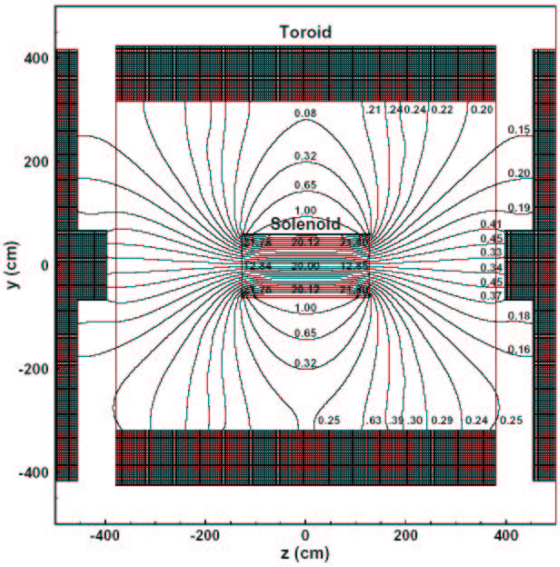


FIG. 2.12 – *Carte du champ magnétique du solénoïde de DØ. Les valeurs du champ magnétique sont indiquées en kG (1 kG=0,1 T).*

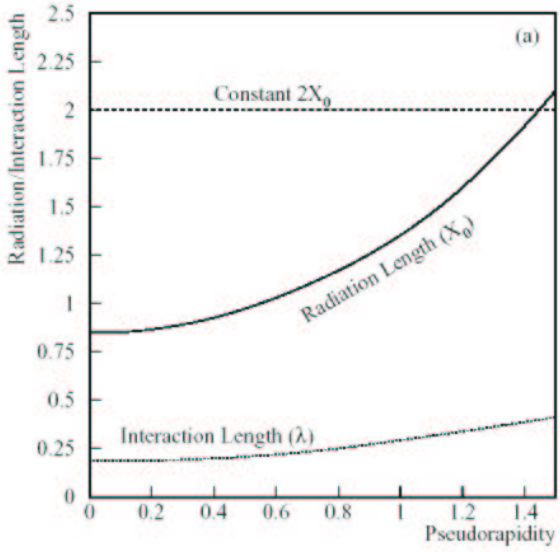


FIG. 2.13 – *Longueur de radiation équivalente de l'aimant solénoïdal en fonction de la pseudorapidité.*

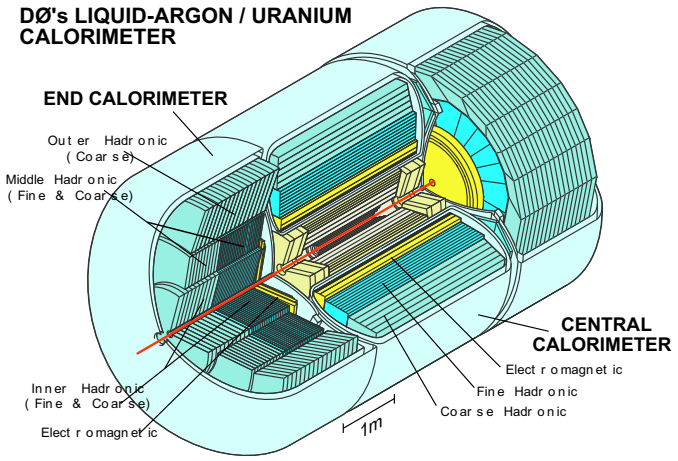


FIG. 2.14 – *Représentation schématique du calorimètre. L'axe des faisceaux est représenté en rouge. Le calorimètre électromagnétique est indiqué en jaune, les parties FH et CH étant coloriées respectivement en bleu foncé et en bleu clair.*

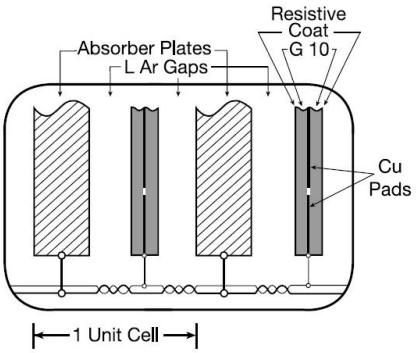


FIG. 2.15 – *Représentation schématique d'une cellule du calorimètre.*

d'énergie des électrons et des photons au Run I. Au Run II, l'ajout du solénoïde et du système de trajectographie a augmenté la quantité de matière traversée par les particules avant d'atteindre le calorimètre, comme on peut le voir sur la figure 2.16. La zone de dépôt maximal a donc été déplacée vers les couches EM1 et EM2 [40].

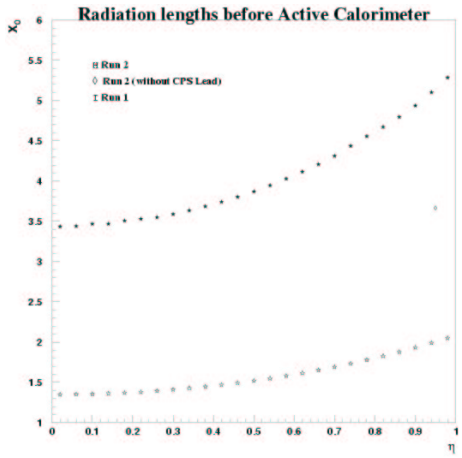


FIG. 2.16 – *Nombre de longueurs de radiation X_0 avant la première couche active du calorimètre pour le Run I et le Run II, en fonction de la pseudorapidité η.*

La partie hadronique de granularité fine est constituée de 3 couches, 4 dans les bouchons, contenant des plaques d'uranium plus épaisses que dans la partie électromagnétique : 6 mm contre 3 mm dans le CC et 4 mm dans le EC. La figure 2.17 montre une vue longitudinale d'un quart du calorimètre présentant l'agencement des différentes régions du calorimètre.

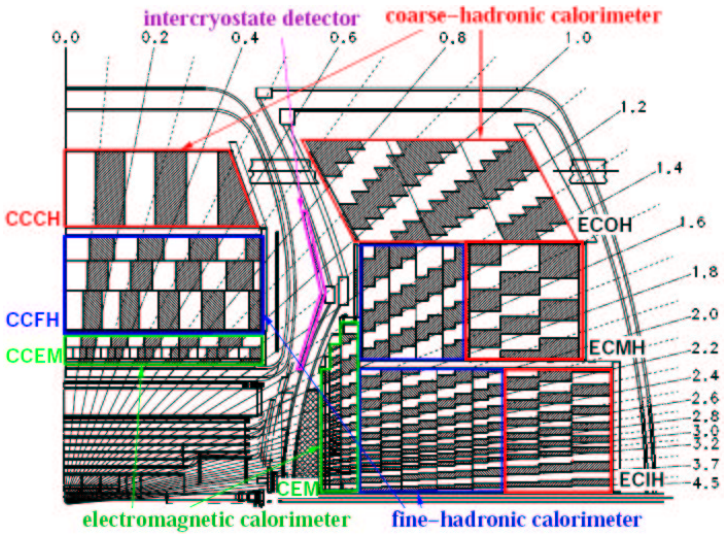


FIG. 2.17 – *Vue longitudinale d'un quart du calorimètre. Certaines cellules ont été grisées pour rendre apparente la structure pseudo-projective du calorimètre.*

Le calorimètre de DØ n'est pas un calorimètre compensé : sa réponse sera différente pour un électron et pour un hadron de même énergie. Cela était déjà vrai, dans une moindre mesure, au Run I, cf. la figure 2.18, mais l'ajout du solénoïde et surtout la réduction du temps d'intégration des charges, ont accentué fortement cette non compensation au Run II. La réponse du calorimètre aux hadrons est inférieure d'environ 20% à celle des électrons ou des photons comme on peut le voir sur la figure 2.19 qui montre le coefficient de réponse du calorimètre pour les électrons et pour les pions chargés dans la région centrale du calorimètre, en fonction de l'énergie des

particules considérées.

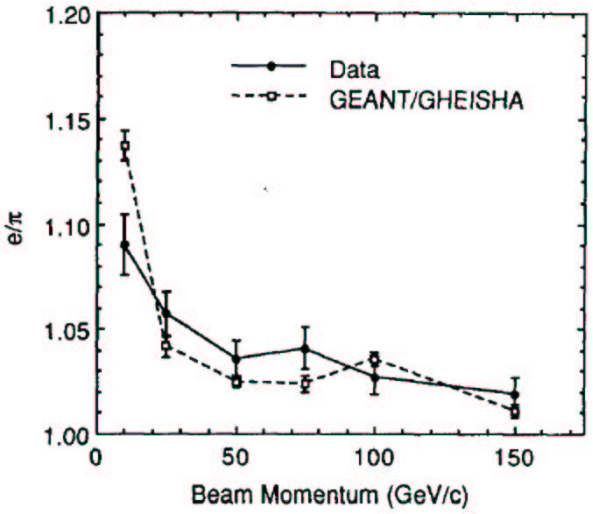


FIG. 2.18 – *Rapport des coefficients de réponse du calorimètre pour les électrons et pour les pions, au Run I [34].*

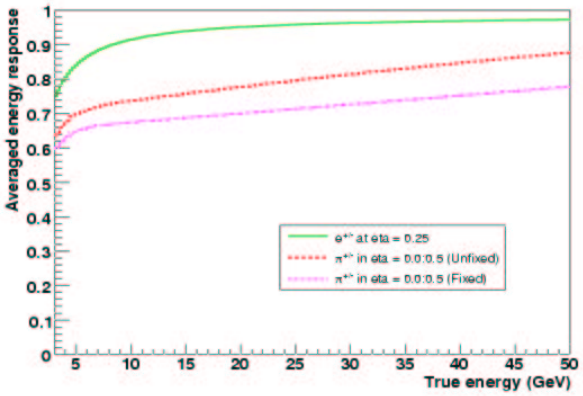


FIG. 2.19 – *Coefficient de réponse du calorimètre estimé grâce à la simulation du détecteur, pour les électrons (en vert) et pour les pions chargés (en rose) dans la région centrale du calorimètre, en fonction de l'énergie réelle des particules considérées (Run IIa).*

2.2.5 Les détecteurs de pied de gerbe

Des détecteurs de pied de gerbe ont été ajoutés lors du passage du Run I au Run II, afin de pallier la perte d'énergie avant le calorimètre, notamment dans la bobine supraconductrice. En plus d'améliorer la reconstruction des gerbes électromagnétiques, ils peuvent permettre également de faire coïncider plus précisement les traces mesurées par le trajectographe et les amas calorimétriques mesurés par le calorimètre.
Le détecteur de pied de gerbe central [41], appelé CPS pour "Central PreShower", est situé dans les 5 cm se trouvant entre le solénoïde et le calorimètre central, couvrant la région $|\eta| < 1,31$. Les parties avant (bouchons) sont couvertes par les "Forward PreShowers" (FPS) [42], fixés sur les parois du cryostat des bouchons du calorimètre, entre les détecteurs de luminosité et les détecteurs inter-cryostats, ce qui correspond à $1,5 < |\eta| < 2,5$.

Le CPS est constitué de 3 couches de scintillateurs, précédé d'un radiateur en plomb dont l'épaisseur varie en fonction de η, comme indiqué figure 2.20, de manière à obtenir une longeur de radiation entre le trajectographe et le calorimètre de 2 X_0 quelque soit la valeur de η. La première couche de scintillateurs est alignée suivant l'axe des faisceaux z, les deux autres couches formant un angle stéréo d'environ 24°. Chaque couche est faite de 2560 fibres triangulaires de scintillateur, comme présenté figure 2.21. Insérée au milieu de chaque fibre triangulaire, une fibre à décalage de longueur d'onde reçoit et transporte la lumière hors du détecteur, jusqu'à des VLPC identiques à ceux utilisés pour le CFT. Les fibres à décalage spectral sont séparées en $z = 0$ et reliées à un VLPC à chaque extrémité.
Les deux FPS nord et sud sont composés de 4 couches de fibres triangulaires, identiques à celles utilisées dans le CPS, dont deux se trouvent en aval d'un absorbeur en plomb de longueur 2 X_0. La figure 2.22 présente une coupe longitudinale de la partie supérieure d'un des FPS.

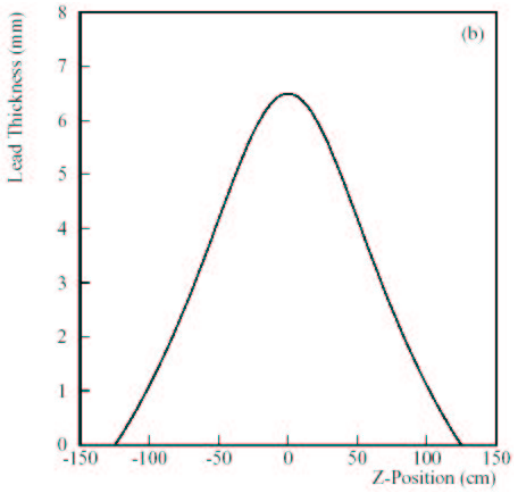


FIG. 2.20 – *Épaisseur du radiateur en plomb du CPS en fonction de la position en z [41].*

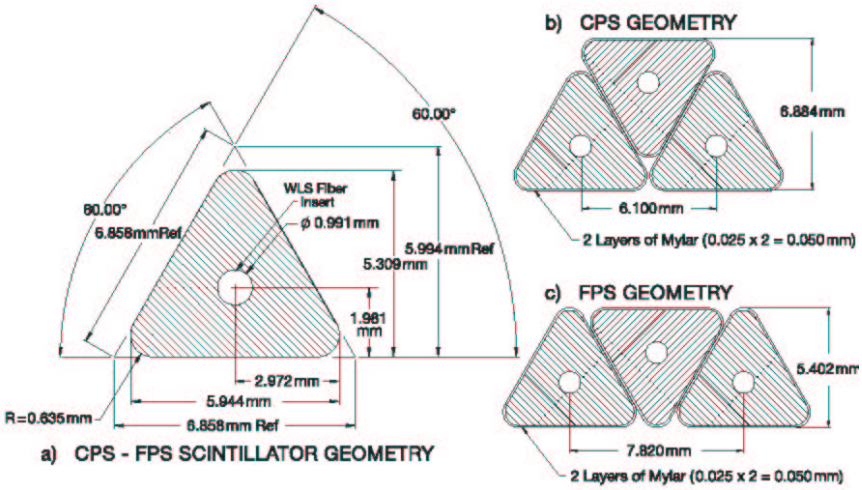


FIG. 2.21 – *Représentation schématique d'une section de fibre triangulaire et agencement géométrique des fibres dans le CPS et le FPS. Les cercles indiquent l'emplacement des fibres à décalage de longueur d'onde.*

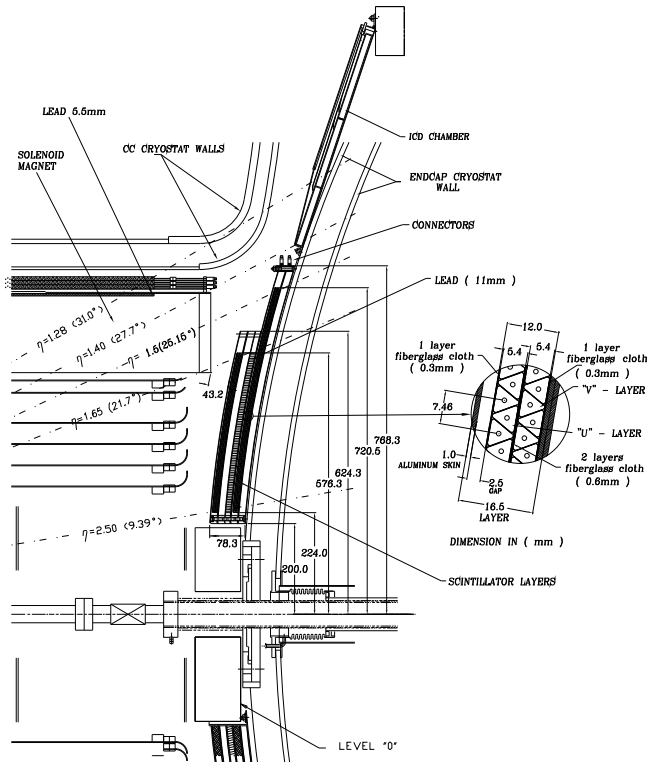


FIG. 2.22 – *Coupe longitudinale de la partie supérieure d'un des FPS.*

2.2.6 Les détecteurs inter-cryostat et "Massless gap"

Le calorimètre étant inclus dans 3 cryostats séparés, il fournit une couverture incomplète dans la région $0,8 < |\eta| < 1,4$, comme on peut le voir figure 2.17. Pour résoudre ce problème, des détecteurs inter-cryostats et "Massless gap" ont été installés.
Les détecteurs inter-cryostat [43] (ICD) sont constitués de tuiles scintillantes fixées sur la face externe des bouchons du calorimètre, couvrant ainsi la région $1,1 < |\eta| < 1,4$. Chaque tuile est divisée en 12 scintillateurs connectés à des tubes photomultiplicateurs via des guides d'onde.
Les "Massless gap" [35] (MG) sont des cellules du calorimètre sans absorbeur, plongées dans l'argon liquide des cryostats du CC et du EC, couvrant les régions $0,8 < |\eta| < 1,2$ pour le central et $1,0 < |\eta| < 1,3$ pour l'EC.

2.2.7 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [44], placé sur la partie la plus externe du détecteur, est dédié à la détection des muons. Il est constitué d'une partie centrale appelée "Wide Angle MUon System" (WAMUS) qui couvre la région $|\eta| < 1$ et de deux parties vers l'avant ($1 < |\eta| < 2$) nommées "Forward Angle MUon System" (FAMUS). La partie centrale est composée de 3 couches de chambres à dérive ("Proportionnal Drift Tubes", PDTs), dénommées A, B et C. Dans le plan xy, ces chambres sont de forme carrée et se divisent en 8 octants. Le temps de dérive des PDTs est de l'ordre de 450 ns. La résolution des PDTs est de l'ordre de 5 mm. Des aimants toroïdaux créant un champ magnétique de 1,8 T sont placés entre les couches A et B, afin de courber la trajectoire des muons pour permettre la mesure de leur impulsion. Le dispositif central est complété par des scintillateurs, dont la lecture rapide permet leur utilisation par le système de déclenchement. Les parties avants (FAMUS), étant plus proche des faisceaux, sont plus soumises aux radiations. Des "Mini Drift Tubes" (MDTs) sont utilisés à la place des PDTs, car les MDTs sont des chambres à dérive constituées d'un mélange gazeux plus stable vis-à-vis des radiations que les PDTs et

permettent d'obtenir une résolution inférieure au mm. Trois plans de scintillateurs "PIXELS", avec un temps d'intégration de 20 ns, sont utilisés pour le déclenchement et la reconstruction des traces. La résolution temporelle des scintillateurs est de l'ordre de 1 ns. L'ensemble des chambres à dérive et des scintillateurs constituant le spectromètre est représenté figures 2.23 et 2.24.

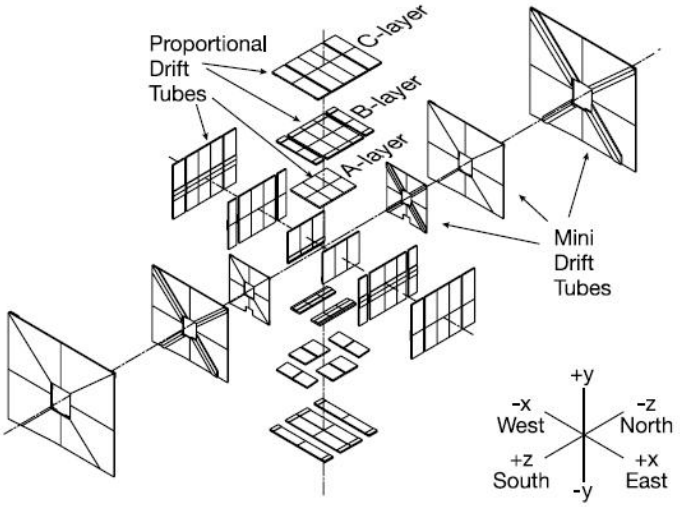


FIG. 2.23 – *Structure des couches de chambres à dérive du spectromètre à muons.*

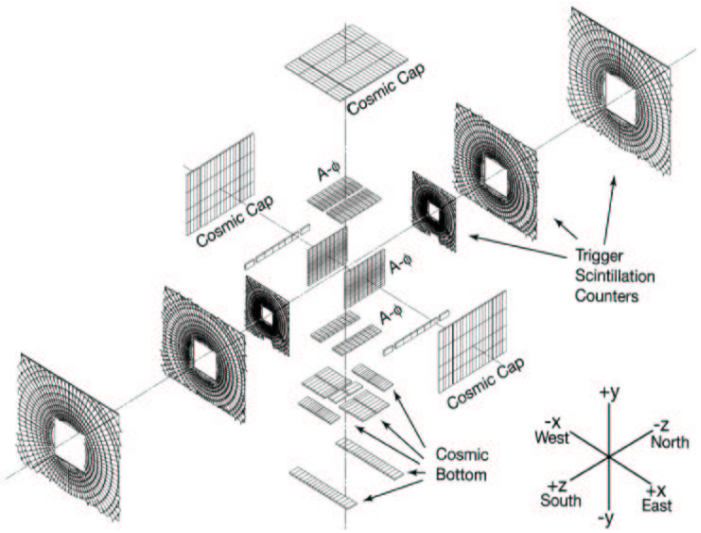


FIG. 2.24 – *Structure des couches de scintillateurs du spectromètre à muons.*

2.2.8 Les moniteurs de luminosité

Les moniteurs de luminosité [45], présentés figure 2.25, sont constitués de 24 scintillateurs reliés à des photomultiplicateurs. Ils sont placés à l'avant et à l'arrière du détecteur sur la partie interne des bouchons du calorimètre, couvrant la région $2,7 \leqslant |\eta| \leqslant 4,4$.
Le rôle des moniteurs de luminosité est de mesurer le taux de collisions inélastiques $p\bar{p}$. La différence de temps entre les moniteurs de luminosité avant et arrière permet de rejeter les interactions des particules solitaires provenant du halo. Les moniteurs de luminosité permettent de déterminer si au moins une interaction a eu lieu lors du croisement des faisceaux, mais ils ne permettent de distinguer plusieurs interactions. On fait l'hypothèse que la probabilité

qu'une interaction se produise lors d'un croisement des faisceaux suit une loi de Poisson, afin de déterminer la luminosité vue par le détecteur DØ à partir des mesures des moniteurs de luminosité [46]. Les moniteurs de luminosité permettent de mesurer la luminosité avec une incertitude de 6,1% [47].

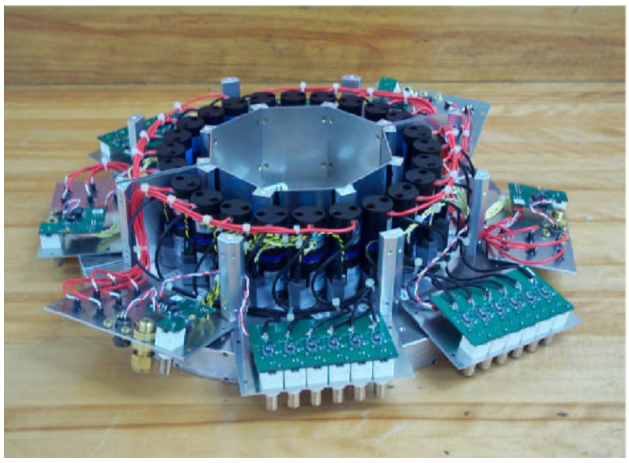


FIG. 2.25 – *Photographie des moniteurs de luminosité.*

2.3 La chaîne de simulation

La simulation des données commence par la génération des processus physiques considérés à l'aide de générateurs tels que ALPGEN [48], PYTHIA [49] ou COMPHEP [50]. Les désintégrations des leptons taus sont simulées par le programme TAUOLA [51], afin de traiter correctement la polarisation. Les désintégrations des quarks b sont simulées avec le logiciel EVTGEN [52]. L'état final est complété en produisant des radiations de gluons supplémentaires dans l'état initial et dans l'état final à l'aide de PYTHIA qui réalise également l'hadronisation des particules produites. La méthode dite de "matching MLM" [53] est utilisée pour éviter tout double comptage entre le générateur et l'interface PYTHIA réalisant les étapes de radiation et d'hadronisation.
Les interactions avec le détecteur des particules ainsi obtenues sont réalisées à l'aide du programme d0gstar ("D0 Geant Simulation of the Total Appartus Response") qui est basée sur le programme GEANT [54] du CERN. La chaîne d'électronique est simulée par le programme d0sim. Des événements dits sans biais ("Zero bias events"), collectés avec le détecteur grâce à un déclenchement basé sur l'information de l'horloge relative aux croisements des faisceaux, sont ajoutés à ce niveau de l'analyse pour simuler l'empilement des événements ainsi que les interactions multiples. La figure 2.27 présente le nombre d'interactions par croisement de faisceaux obtenu pour une luminosité instantanée de $300\times10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. À cette luminosité, on obtient en moyenne 10,3 interactions par croisement. Un tel ajout d'événements sans biais pour simuler ces interactions multiples est très important pour obtenir une simulation réaliste des données, comme on peut le voir par exemple sur la figure 2.26 qui représente les distribution du nombre d'amas calorimétriques par événement au niveau 3 avec et sans ajout de données sans biais.
La reconstruction des objets est ensuite réalisée avec les mêmes algorithmes pour les données et la simulation (d0reco).

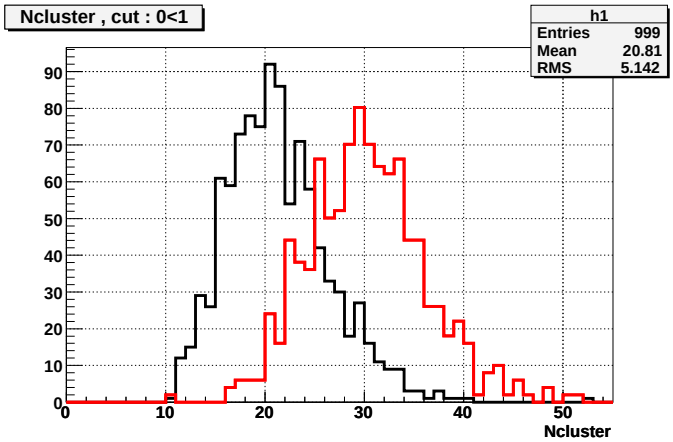


FIG. 2.26 – *Distribution du nombre d'amas calorimétriques par événement au niveau 3 dans des événements Monte Carlo* $h \rightarrow \tau^+\tau^-$. *La courbe noire correspond à des événements Monte Carlo sans données sans biais ajoutées, contrairement à la courbe rouge.*

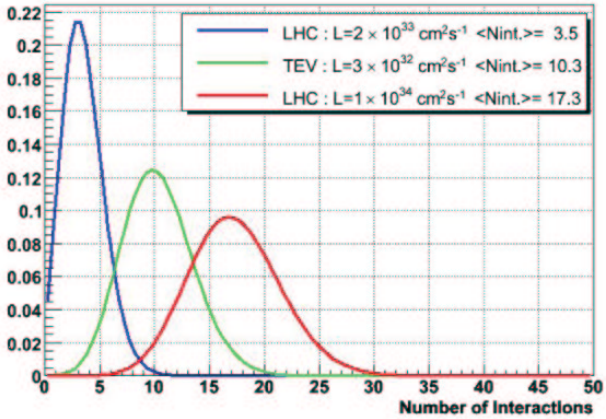


FIG. 2.27 – *Distribution du nombre d'interactions par croisement de faisceaux. La courbe verte correspond au Tevatron pour une luminosité instantanée de 300*$\times 10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. *Les courbes bleue et rouge correspondent au fonctionnement prévu du LHC pour différentes luminosités instantanées.*

Chapitre 3

Reconstruction et identification des objets physiques

Ce chapitre a pour but de décrire les méthodes de reconstruction et d'identification des objets employés dans cette thèse. Les algorithmes de reconstruction sont présentés au paragraphe 3.1. Les corrections d'échelle d'énergie des différents objets sont abordées au paragraphe 3.2, après une brève description de la calibration du calorimètre. L'intercalibration en η du calorimètre et les impacts de cette calibration sur la réponse du calorimètre et la résolution en énergie des jets, partie intégrante de ce travail de thèse, est décrite plus en détails dans le paragraphe 3.2.3. Enfin, le paragraphe 3.3 présente les diverses corrections appliquées aux événements issus de la simulation afin de corriger les imperfections de la simulation du détecteur.

3.1 Reconstruction et identification des objets

Reconstruction des traces

Les traces des particules chargées sont reconstruites à partir des impacts dans le SMT et/ou le CFT. En effet, l'acceptance du CFT est limitée à $|\eta| < 2$ et au-delà seuls les impacts du SMT sont utilisés. La reconstruction des traces est réalisée via un algorithme basé sur la méthode de filtre de Kalman [55], qui consiste à reconstruire les traces itérativement, en ajoutant les impacts un à un. La limite inférieure sur l'impulsion transverse d'une trace reconstruite est de 183 MeV/c.
Le nombre de traces présentes par événement augmente fortement avec l'augmentation de la luminosité instantanée, comme on peut le voir sur la figure 3.1 qui présente la distribution du nombre de traces chargées reconstruites dans des événements de production de paires de quarks top avec l'ajout d'1 ou de 8 événements de biais minimum[1] afin de simuler différentes luminosités instantanées. L'augmentation du nombre d'impacts dans les détecteurs de traces affecte l'efficacité de reconstruction des traces, comme on peut le voir sur la figure 3.2 qui présente l'efficacité et la pureté de reconstruction des traces en fonction du nombre d'événements de biais minimum ajoutés lors de la simulation de l'événement. On observe une nette diminution de l'efficacité et de la pureté avec l'augmentation du nombre d'événements de biais minimum ajoutés, ce qui illustre bien les difficultés rencontrées dans un environnement hadronique à haute luminosité.
Les résolutions en impulsion transverse des traces sont données sur la figure 3.3 en fonction de l'impulsion transverse de la trace chargée. La résolution est de l'ordre du pourcent pour

[1] Les événements de biais minimum (minimum bias) sont les événements acquis par un déclenchement sur le croisement des faisceaux en se basant sur l'information de l'horloge et une coïncidence dans les détecteurs de luminosité.

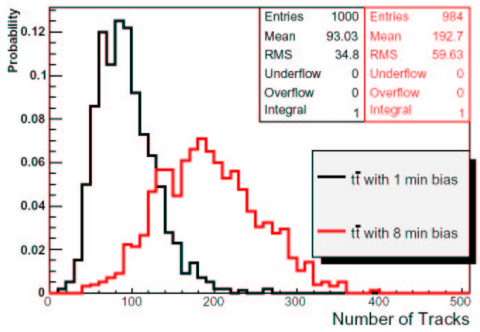


FIG. 3.1 – *Distribution du nombre de traces chargées reconstruites dans des événements de production de paires de quarks top avec ajout d'1 (en noir) ou de 8 (en rouge) événements de biais minimum.*

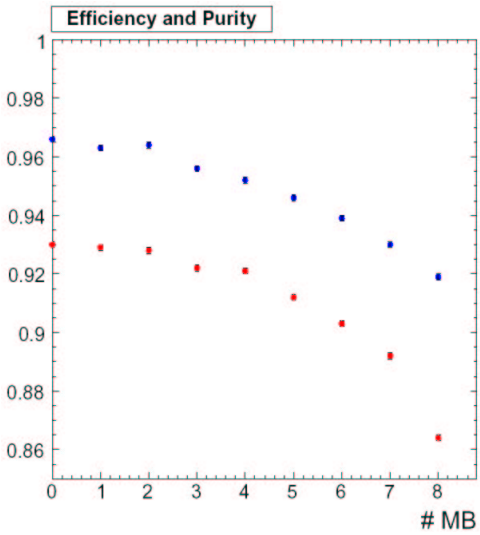


FIG. 3.2 – *Efficacité (en rouge) et pureté (en bleu) de reconstruction des traces en fonction du nombre d'événements de biais minimum ajoutés, dans des événements de production de paires de quarks top [56].*

des traces d'impulsion inférieure à quelques GeV/c. La dégradation de la résolution à grande impulsion est liée à l'augmentation de l'incertitude sur la courbure.

Reconstruction des vertex

La détermination du vertex primaire, associé à l'interaction dure, est une étape importante de la reconstruction, car il est utilisé dans la définition de tous les objets physiques. Les traces d'impulsion transverse supérieure à 0,5 GeV/c et possédant au moins deux impacts dans le SMT sont utilisées pour définir une liste de candidats vertex [57], séparés au minimum de 2 cm le long de l'axe z. Pour chaque vertex candidat, on calcule un χ^2 basé sur la distance des traces chargées associées à ce vertex. On retire alors de manière itérative les traces qui dégradent le plus le χ^2, jusqu'à obtenir $\chi^2 < 10$. Toutefois, la présence de vertex secondaires dus à des désintégrations de particules massives, comme les hadrons beaux, perturbe une telle reconstruction des vertex. Afin de pallier ce problème, un algorithme nommé "Adaptive Vertex Fitting" [58] a été développé. Il permet de réduire la contribution des traces provenant de vertex secondaires lors de la détermination du vertex primaire, grâce à une pondération adéquate de la contribution des différentes traces.
Ensuite, une sélection probabiliste [59] basée sur les distributions en impulsion transverse des

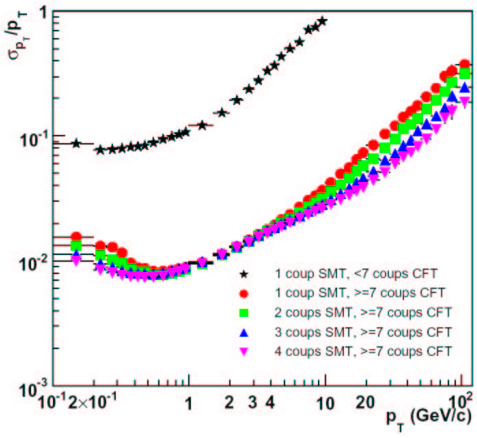


FIG. 3.3 – *Résolution en impulsion transverse des traces reconstruites au Run IIa. Les différents symboles correspondent à différentes définitions des traces en fonction du nombres d'impacts dans le SMT et dans le CFT, indiquées dans le cadre inclus dans la figure.*

traces associées est effectuée pour déterminer quel est le vertex primaire. En effet, les traces associées à un vertex d'une interaction dure sont distribuées à plus grande impulsion transverse que les traces associées aux interactions d'événement de biais minimum, comme on peut le voir sur la figure 3.4. On peut donc estimer pour un vertex donné la probabilité qu'il soit compatible avec un vertex d'interaction de biais minimum. Le vertex ayant la probabilité la plus faible de venir d'une interaction de biais minimum est choisi comme vertex primaire de l'événement.
L'efficacité de reconstruction du vertex primaire est supérieure à 99% pour la région $|z| < 36$ cm. La résolution obtenue sur la position du vertex primaire est de l'ordre de 10 μm dans le plan xy et de 25 μm en z.

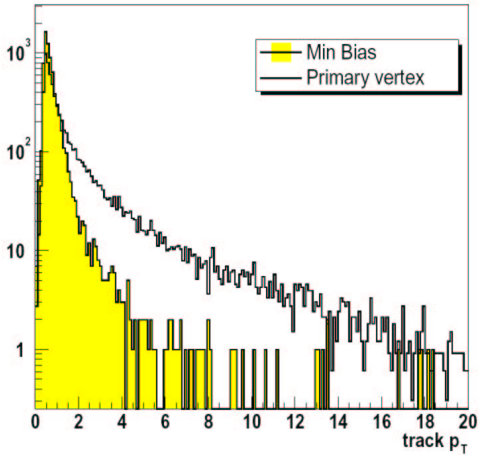


FIG. 3.4 – *Distribution de l'impulsion transverse des traces associées à un vertex d'une interaction dure et à celui d'une interaction d'événement de biais minimum [59].*

Identification des muons

Les muons sont reconstruits en utilisant les informations du spectromètre à muons et des détecteurs de traces interne. Différents critères de qualité sont définis suivant le nombre de segments de traces reconstruits à partir des impacts dans les chambres à dérives et scintillateurs, ainsi que la présence ou non d'une trace chargée associée [60, 61].

Les définitions utilisées dans cette thèse sont :

- **muons isolés "loose"**
  - Les 3 couches des PDTs, MDTs et scintillateurs doivent être touchées par le muon :
    - au moins 2 points d'impact dans les couches A des PDTs ou des MDTs ;
    - au moins 1 point d'impact dans les couches A des scintillateurs ;
    - au moins 2 points d'impact dans les couches BC des PDTs ou des MDTs ;
    - au moins 1 point d'impact dans les couches BC des scintillateurs (sauf s'il y a moins de 4 impacts dans les couches BC des PDTs ou des MDTs) ;
  - L'information temporelle des scintillateurs est utilisée pour rejeter les muons issus du rayonnement cosmique : le muon est rejeté si le temps entre la collision et un coup dans les détecteurs des couches A ou BC dépasse 10 ns ;
  - Une trace de qualité "medium" doit être associée au muon. Une trace de qualité "medium" est définie par un $\chi^2/n.d.o.f. < 4,0$ et une distance au vertex primaire inférieure à $0,2$ cm ou $0,02$ cm suivant la présence ou non d'impacts dans le détecteur de vertex ;
  - Aucun jet de plus de 15 GeV ne doit se trouver dans un cône en $\Delta\phi\Delta\eta$ de rayon 0,5 autour de la direction du muon.
- **muons isolés "tight"**

  Les critères des muons isolés "loose" sont renforcés par les conditions d'isolation suivantes :
  - La somme des impulsions transverses de toutes les traces, à l'exception de celle associée au muon, reconstruites dans un cône de rayon 0,5 autour de la direction du muon, doit être inférieure à 6% de l'impulsion transverse du muon ;
  - L'énergie déposée dans le calorimètre entre un cône de rayon 0,4 et un cône de rayon 0,1 autour de la direction du muon doit être inférieure à 8% de l'impulsion transverse du muon.

Les muons isolés "tight" seront utilisés pour sélectionner les événements muon+tau et les muons isolés "loose" serviront à l'estimation du fond multijet, lors de la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top, cf. chapitre 7.

L'efficacité de reconstruction des muons dans le plan (η,ϕ), mesurée dans des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$+jets, est présentée figure 3.5 pour des muons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c. La zone où l'efficacité de reconstruction est nulle correspond à la région du détecteur non instrumentée pour le spectromètre à muon, située sous le détecteur. On observe des régions en ϕ où l'efficacité de reconstruction est plus faible. Ces régions correspondent aux bords des 8 octants des chambres à dérives. Une efficacité de reconstruction diminuée est également observée dans les régions en η correspondant à la transition entre la partie centrale du détecteur et les régions avant (0,5< $|\eta|$ <1).

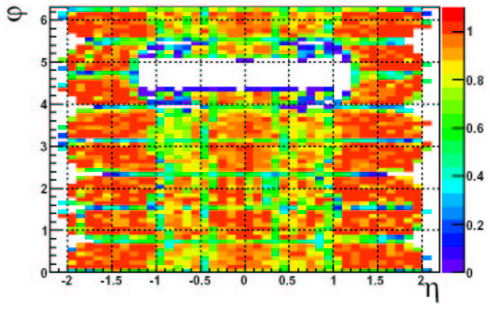


FIG. 3.5 – *Efficacité de reconstruction des muons dans le plan (η,ϕ), mesurée dans des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$+jets [61].*

La résolution sur l'impulsion transverse des muons est donnée par la relation :

$$\sigma_{1/p_T} = \frac{B^2 \cosh\eta + (Ap_T)}{p_T} \tag{3.1}$$

Le terme avec le coefficient A est le terme de résolution et le terme avec le coefficient B est un terme lié aux interactions multiples. Les valeurs de ces coefficients ont été déterminées dans des événements $Z \to \mu^+\mu^-$+jets : $A = 0,017$ et $B = 0,014$.

Identification des électrons

Les électrons sont reconstruits à partir des cellules et des tours du calorimètre. On commence par construire dans le calorimètre des "pré-amas" électromagnétiques à partir des cellules[2] du calorimètre à l'aide d'un algorithme de simple cône [64] utilisant pour point de départ les cellules d'énergie transverse $> 0,5$ GeV, de rayon $R = 0,4$. L'axe du cône change à chaque itération, le centroïde du "pré-amas" étant calculé en pondérant les coordonnées des cellules de la troisième couche par leur énergie.
Pour chacun des "pré-amas" on construit un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0,2$ dans le calorimètre central et de rayon $\Delta r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} = 10$ cm dans les bouchons autour de la tour la plus énergétique. L'utilisation d'un rayon en $\Delta r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$ dans les bouchons s'explique par le fait que, pour les grandes rapidités, un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0,2$ ne contiendrait pas entièrement la gerbe électromagnétique. En effet, la largeur dans l'espace cartésien (x,y,z) de la gerbe ne dépend pas de la pseudorapidité à laquelle elle se trouve, alors que la largeur correspondant à $\Delta\eta = 0,1$, diminue à mesure que η augmente.
L'ensemble des tours à l'intérieur de ce cône forme un candidat électromagnétique si plus de 90% de son énergie a été déposée dans le calorimètre électromagnétique. Ce candidat électromagnétique sera considéré comme un électron si une trace de $p_T > 5$ GeV/c est associée à cet amas calorimétrique. Pour qu'une trace soit associée à un amas électromagnétique, on demande une association spatiale et que l'énergie de l'amas soit comparable à l'impulsion de la trace : $\mathrm{Prob}(\chi^2_{tot}, ndf) > 0$, avec

$$\chi^2_{tot} = \chi^2_{spatial} + \left(\frac{E_T/p_T - 1}{\sigma_{E_T/p_T}}\right)^2 \qquad \text{et} \qquad \chi^2_{spatial} = \left(\frac{\Delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\sigma_z}\right)^2 \tag{3.2}$$

$\Delta\phi$ (resp. Δz) est la différence entre le ϕ (resp. z) de l'extrapolation de la trace dans la couche EM3 et le ϕ (resp. z) de la position de l'amas dans la couche EM3. On utilise la couche EM3 car elle possède une segmentation plus fine que les autres couches du calorimètre. σ_ϕ (resp. σ_z) est l'écart-type de la distribution expérimentale en ϕ (resp. z), mesuré sur un lot d'électron test.

Un objet électromagnétique se distingue d'un jet par sa fraction électromagnétique et son isolation. La fraction électromagnétique correspond à la fraction d'énergie de l'amas déposée dans les couches électromagnétiques du calorimètre. L'isolation est caractérisée par la fraction d'énergie calorimétrique entourant l'électron dans un cône creux :

$$f_{iso} = \frac{E_{tot}(\Delta R < 0,4) - E_{EM}(\Delta R < 0,2)}{E_{EM}(\Delta R < 0,2)} \tag{3.3}$$

La forme de la gerbe électromagnétique permet également de séparer un objet électromagnétique d'un pion. Pour caractériser la forme de la gerbe électromagnétique, on définit la matrice H comme l'inverse de la matrice de covariance des 7 variables suivantes :

[2] À l'exception des cellules "chaudes" identifiées à l'aide des algorithmes NADA [62] et T42 [63].

– les fractions d'énergie électromagnétique dans les 4 couches du calorimètre électromagnétique ;
– l'énergie électromagnétique totale ;
– la position du vertex primaire selon l'axe z ;
– la largeur en ϕ de la gerbe électromagnétique.

À partir de cette matrice, on définit la variable χ^2_{Hmx7} par :

$$\chi^2_{Hmx7} = \sum_{ij}^{n} (x_i - \mu_i) H_{ij} (x_j - \mu_j) \tag{3.4}$$

avec x_i la valeur observée de la variable considérée et μ_i sa valeur moyenne.
La figure 3.6 présente les distributions de χ^2_{Hmx7} pour des électrons et pour des jets. Les grandes valeurs de χ^2_{Hmx7} sont dominées par les jets.

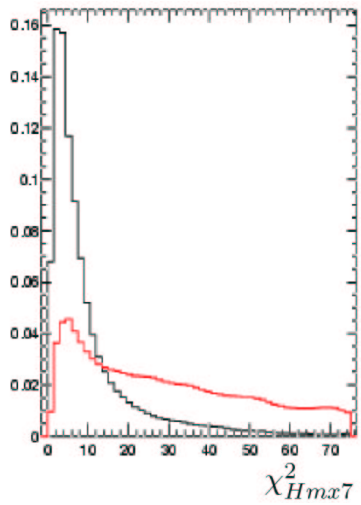


FIG. 3.6 – *Valeur de χ^2_{Hmx7} pour des électrons dans le calorimètre central dans des données $Z \rightarrow e^+e^-$+jets (en noir) et pour des jets dans des données dijets (en rouge) [66].*

On définit également la "vraisemblance électromagnétique" à partir des 7 paramètres suivants [66] :
– la probabilité de $\chi^2_{spatial}$ d'association spatiale ;
– le rapport de l'énergie transverse de l'amas et l'impulsion transverse de la trace (E_T/p_T) ;
– la variable χ^2_{Hmx7} ;
– la fraction électromagnétique ;
– la distance de plus petite approche (DCA) par rapport au vertex primaire ;
– le nombre de traces dans un cône en $\Delta\phi\Delta\eta$ de rayon 0,05 autour de la trace associée à l'électron ;
– l'impulsion transverse totale des traces dans un cône en $\Delta\phi\Delta\eta$ de rayon 0,4 autour de la trace associée à l'électron.

La figure 3.7 présente la vraisemblance électromagnétique pour des électrons et pour des jets. La plupart des électrons ont une vraisemblance électromagnétique proche de 1, contrairement aux jets qui se trouvent majoritairement proches de 0.
Les définitions suivantes seront utilisées par la suite :

- **électrons isolés "loose"**
  1. L'électron doit se trouver dans le calorimètre central ($|\eta_{det}| < 1,1$) ;
  2. il doit passer le critère d'isolation $f_{iso} < 0{,}15$;
  3. le critère $\chi^2_{Hmx7} < 50$ doit être vérifié.
- **électrons isolés "tight"**

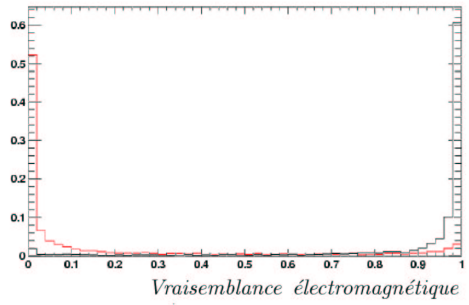


FIG. 3.7 – *Vraisemblance électromagnétique pour des électrons dans le calorimètre central dans des données $Z \to e^+e^-$+jets (en noir) et pour des jets dans des données dijets (en rouge) [66].*

1. Il doit passer les critères "électrons loose" ;
2. la valeur de la fonction de vraisemblance électromagnétique doit être supérieure à 0,85.

Les électrons isolés "tight" seront utilisés pour sélectionner les événements électron+tau et les électrons isolés "loose" serviront à l'estimation du fond multijet, lors de la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top, cf. chapitre 7.

Identification des photons

Les photons sont reconstruits avec le même algorithme de simple cône que pour les électrons décrits dans le paragraphe précédent [67, 68]. La différence principale avec les électrons est qu'aucune trace ne doit être associée à l'amas électromagnétique ($\chi^2_{spatial} < 0,001$). Dans la suite, on demandera que les photons vérifient également les critères suivants :

- la fraction d'énergie électromagnétique doit être supérieure à 0,96 ;
- le critère d'isolation f_{iso} doit être inférieur à 0,07 ;
- la somme des p_T des traces présentes dans un cône creux défini par $0,15 < R < 0,4$ doit être inférieure à 2 GeV/c ;
- la largeur dans la couche EM3 de l'amas électromagnétique dans le plan $r \times \phi$ doit être inférieure à $\sqrt{14}$ cm dans le calorimètre central et inférieure à $\sqrt{7.5|\eta_{det}|^2 - 36|\eta_{det}| + 44,8}$ cm à l'avant. La figure 3.8 présente les distributions de cette largeur pour des photons et pour des jets reconstruits dans le calorimètre central. Une paramétrisation est utilisée pour les photons sur l'avant, car cette largeur dépend fortement de η, particulièrement dans les bouchons [68] ;
- dans le central ($|\eta_{det}| < 1,1$), les dépôts dans le CPS associés au photon sont également utilisés : le carré de la différence entre la position en ϕ dans le CPS et dans la couche EM3 du calorimètre, pondérées par l'énergie (par l'énergie au carré) déposée dans le CPS doit être inférieure à 0,003 (à 0,0015) [69] :

$$E^{CPS}_{ERMS} = \frac{\sum_i E_i(\phi_c - \phi_i)^2}{\sum_i E_i} < 0,003 \quad \text{et} \quad E^{CPS}_{E2RMS} = \frac{\sum_i E_i^2(\phi_c - \phi_i)^2}{\sum_i E_i^2} < 0,001 \qquad (3.5)$$

Les distributions de ces variables sont présentées figure 3.9 pour des données $Z \to e^+e^-$+jets et des données multijets.

Identification des taus hadroniques

Les leptons taus ont une durée de vie moyenne de $290,6 \times 10^{-15}$ s. Ils sont donc identifiés dans le détecteur DØ via leurs produits de désintégrations. Les leptons taus peuvent se désintégrer en des

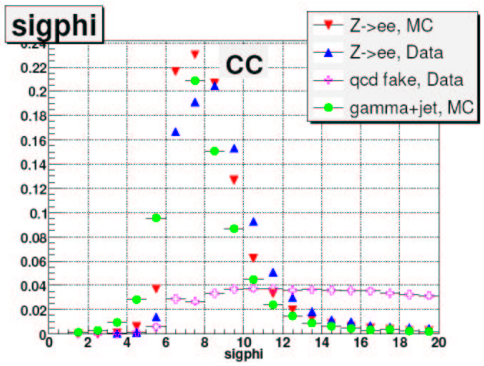


FIG. 3.8 – *Distribution du carré de la la largeur, dans le plan $r \times \phi$, dans la couche EM3, de l'amas électromagnétique de photons reconstruits dans le calorimètre central, pour des événements γ+jets (en vert) et pour des événements multijets (en rose) [69].*

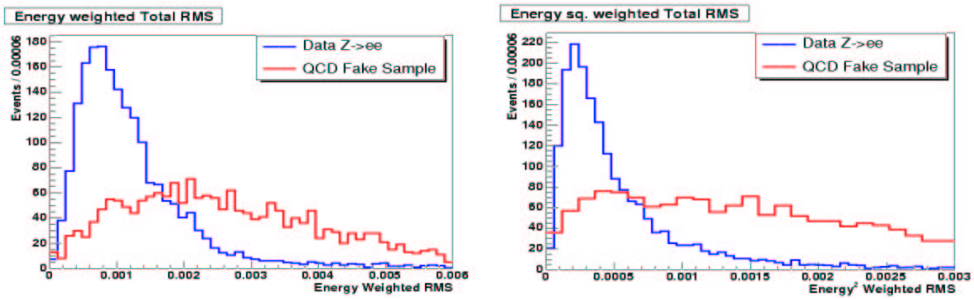


FIG. 3.9 – *Distribution des variables E^{CPS}_{ERMS} (à gauche) et E^{CPS}_{E2RMS} (à droite) pour des données $Z \rightarrow e^+e^-$+jets (en bleu) et multijets (en rouge).*

leptons plus légers accompagnés de neutrinos, mais la masse élevée du lepton tau (1777 MeV/c^2) permet aussi des modes de désintégrations hadroniques, où la paire $\bar{u}d'$ ainsi créée s'hadronise sous forme de résonances : π, K, ρ, K^*, a_1, etc. On notera que les taus se désintégrant hadroniquement peuvent être classés en fonction du nombre de particules chargées émises (1 ou 3) et de la présence ou non de π^0. Le tableau 3.1 résume les différents modes possibles de désintégrations du lepton tau.

	État final	Rapports d'embranchement
Désintégrations leptoniques	$e^{\pm}\nu_e\nu_\tau$	17,8%
35,2%	$\mu^{\pm}\nu_\mu\nu_\tau$	17,4%
Désintégrations hadroniques	$\pi^{\pm}/K^{\pm}\nu_\tau$	11,8%
64,8%	$\pi^{\pm}/K^{\pm}\nu_\tau + n\pi^0$, $n \geqslant 1$	36,9%
	$\pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\pm} + n\pi^0$, $n \geqslant 0$	13,9%

TAB. 3.1 – *Principaux modes de désintégration des leptons taus.*

L'identification comme telle des taus se désintégrant en modes leptoniques n'est pas réalisée. La reconstruction est réalisée via l'identification du lepton émis (électron ou muon) en utilisant les critères d'identifications correspondants présentés précédemment.
Pour les taus dans leurs modes de désintégrations hadroniques, des critères d'identifications spécifiques ont été développés dans DØ, basés sur [70] :

- les amas calorimétriques trouvés par l'algorithme de simple cône défini dans le paragraphe sur la reconstruction des électrons, le rayon du cône étant de R=0,3 ;
- les sous-amas de cellules dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique, caractéristique d'un π^0 se désintégrant en deux photons, obtenus à l'aide d'un algorithme dit de "proches voisins" ("nearest neighbour algorithm"). Cet algorithme part de la cellule de plus haute énergie et ajoute les cellules voisines de manière à former un sous-amas qui est conservé si son énergie transverse est supérieure à 0,8 GeV. Les cellules des autres couches du calorimètre électromagnétique et les impacts dans le CPS, situées dans la même région que le sous-amas de la troisième couche, sont alors ajoutées pour former le sous-amas électromagnétique ;
- les traces dans le trajectographe.

Trois définitions différentes sont utilisées, afin d'identifier les taus en fonction de leur mode de désintégration hadronique :

- **Taus de type 1 :** une unique trace associée à un amas calorimétrique et absence de sous-amas électromagnétique. Cette définition est dédiée aux taus se désintégrant en $\pi^{\pm}\nu_\tau$.
- **Taus de type 2 :** une unique trace associée à l'amas calorimétrique et présence d'au moins un sous-amas électromagnétique, caractéristique de la présence d'un π^0. Ce type est dédié aux taus se désintégrant en $\pi^{\pm}(n \geqslant 1\ \pi^0)\nu_\tau$.
- **Taus de type 3 :** deux ou trois traces associées à l'amas calorimétrique avec ou sans sous-amas électromagnétique. Ce type est dédié aux taus se désintégrant en $\pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\pm}(n \geqslant 0\ \pi^0)\nu_\tau$.

L'association des traces est réalisée avec les traces de p_T de plus de 1,5 GeV/c se trouvant dans un cône de rayon R=0,5, par impulsion transverse décroissante. La trace de plus grande impulsion transverse est tout d'abord associée à l'amas calorimétrique. Ensuite, les traces supplémentaires sont associées au candidat tau si leur distance de moindre approche par rapport à l'axe z est inférieure à 2 cm de celle de la première trace. On demande également que la masse invariante des deux premières traces soit inférieure à 1,1 GeV/c^2. Pour la troisième trace, on demande que la masse invariante des 3 traces soit inférieure à 1,7 GeV/c^2 et que la charge totale des 3 traces vaille ± 1.
La charge électrique des taus est définie par la charge des traces associées. Dans le cas où seule-

ment deux traces sont associées au candidat tau, on demande que les deux traces aient la même charge.

La distinction entre les taus et les jets est particulièrement difficile, d'autant plus qu'une fraction des jets apparaît dans le détecteur comme un seul méson (rho, pi, etc) et devient ainsi impossible à distinguer d'un tau. Pour chaque type de tau, un réseau de neurones (NN) a été entraîné pour séparer au mieux les taus des jets parmi tous les candidats taus reconstruits [71]. Des variables d'entrée caractérisant principalement la forme du dépôt calorimétrique, la proportion de particules neutres ou l'isolation des traces chargées ont été choisies pour maximiser la discrimination entre les leptons taus et les jets. Les variables utilisées sont listées ci-dessous :

- **EM12isof :** la fraction d'énergie du candidat tau dans les deux premières couches du calorimètre. Cette variable est utilisée uniquement pour les taus de type 1 ;
- **trkiso :** l'isolation des traces associées au candidat tau, déterminée par la somme des impulsions transverses des traces non associées au candidat tau dans un cône de rayon R=0,5 autour de la trace principale associée à ce candidat, normalisée par la somme des impulsions transverses de toutes les traces dans ce cône ;
- **fhf :** la fraction d'énergie transverse du candidat tau dans la couche hadronique de granularité fine du calorimètre ;
- **ET_o_sum :** l'énergie transverse de l'amas calorimétrique divisée par la somme de cette énergie à laquelle est ajoutée l'impulsion transverse de la somme des traces associées au candidat tau ;
- **dalpha :** $\delta\alpha/\pi = \sqrt{(\Delta\phi/\sin\theta)^2 + (\Delta\eta)^2}$, où $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$ sont calculés entre la somme des traces associées au candidat tau et le sous-amas électromagnétique. Cette variable est utilisée uniquement pour les NNs des taus de type 2 et 3 ;
- **profile :** la fraction d'énergie transverse déposée dans les deux tours les plus énergétiques ;
- **profile 3 :** le rapport de l'énergie transverse de la tour électromagnétique la plus énergétique et de l'énergie transverse déposée dans la troisième couche électromagnétique. Cette variable est utilisée uniquement pour les taus de type 2 ;
- **rms :** la largeur quadratique moyenne dans le plan (η, ϕ) de l'amas calorimétrique pondérée par les fractions d'énergie transverse des n tours qui le compose :

$$\sqrt{\sum_{i=1}^{n} \frac{(\Delta\phi)^2 E_T^i}{E_T} + \frac{(\Delta\eta)^2 E_T^i}{E_T}}$$

- **etad :** la pseudorapidité par rapport au centre du détecteur ;
- **caliso :** l'isolation de l'amas calorimétrique, déterminée par l'énergie entre un cône de rayon R=0,3 et le cône de rayon R=0,5, normalisée à l'énergie à l'intérieur du cône de rayon R=0,3 ;
- **emET_o_ET :** le rapport de l'énergie transverse des sous-clusters électromagnétiques et de l'énergie calorimétrique transverse du candidtat tau. Cette variable est utilisée uniquement pour les NNs des taus de type 2 et 3 ;
- **ett1_o_ETiso :** le rapport du p_T de la trace de plus grande impulsion transverse et de l'énergie calorimétrique transverse du candidtat tau. Cette variable est utilisée uniquement pour les NNs des taus de type 2 et 3 ;

L'entraînement des trois réseaux de neurones a été réalisé en utilisant des événements simulés par méthode Monte Carlo[3] $Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$+jets pour le signal et des données multijets pour le bruit de fond. Une description détaillée de la procédure utilisée peut être trouvée dans la référence [71].

[3]La simulation des événements est décrite dans le paragraphe 2.3. Dans la suite on appellera "événements Monte Carlo" les événements simulés par une telle méthode.

Les électrons constituent un bruit de fond important pour les taus de type 2. Un réseau de neurones, nommé "NNe", a été développé afin de séparer les leptons taus des électrons [71]. Ce réseau de neurones utilise 5 des variables précédemment décrites : prf, rms, dalpha, emET_o_ET et ET_o_sum. L'entraînement a été réalisé avec les taus de type 2 issus d'événements Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$+jets pour le signal et des électrons reconstruits en taus de type 2 issus d'événements Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$+jets pour le bruit de fond.

Identification des jets

Les quarks et les gluons produits lors de la collision s'hadronisent et les produits de l'hadronisation (essentiellement des pions et des kaons) déposent de l'énergie dans le calorimètre. Ces jets de particules sont reconstruits grâce à un algorithme de cône itératif à partir de l'information calorimétrique uniquement [72]. L'algorithme commence par former des "proto-jets" à l'aide des tours calorimétriques via un algorithme de cône de rayon $R = \sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0,5$. Les "pré-amas" de plus de 1 GeV obtenus avec l'algorithme de simple cône de rayon $R = 0,3$ (cf. paragraphe sur la reconstruction des électrons) sont utilisés comme point de départ pour la formation des "proto-jets". Puis pour tous les "proto-jets" séparés de moins de $2R$, un cône est construit autour du barycentre des centres des deux cônes pondérés par leur énergie transverse et servent de nouveau point de départ pour la recherche de "proto-jets" additionnels. Afin d'éviter un double comptage, on s'assure que l'énergie d'une même tour n'est pas associée à plusieurs "proto-jets". Si c'est le cas et si l'énergie transverse partagée est supérieure à 50% de l'énergie transverse du "proto-jet" voisin, on associe les "proto-jets" pour en former un seul, sinon ils restent séparés et l'énergie transverse commune est affectée au jet le plus proche en ΔR.
Les jets sont définis à partir de ces "proto-jets" en imposant une confirmation du niveau 1 du système de déclenchement [73] : l'énergie déposée dans les tours de déclenchement du niveau 1 qui correspondent spatialement au jet[4], doit être supérieure à 40% de l'énergie du jet reconstruit. Seules les tours de déclenchement ayant une énergie supérieure à 1 GeV sont considérées (0,75 GeV dans les bouchons, 0,5 GeV dans l'ICD, les MG sont ignorés). Le niveau 1 du sytème de déclenchement et le niveau reconstruit utilisant deux électroniques de lecture indépendantes, ce critère permet de supprimer de faux jets créés par du bruit dans l'électronique de lecture.
On impose également des critères sur la fraction d'énergie déposée dans les couches électromagnétiques du calorimètre, afin de différencier les jets des électrons et des photons. Enfin, les dernières conditions portent sur la fraction d'énergie déposée dans les couches hadroniques de granularité grossière du calorimètre, qui peut potentiellement contenir des cellules bruyantes [74]. Seuls les jets ayant une énergie transverse supérieure à 6 GeV sont considérés.

Identification des jets de b

L'identification des jets issus de l'hadronisation d'un quark b est réalisée à l'aide de plusieurs algorithmes d'étiquetage des saveurs lourdes. Ces algorithmes sont basés sur les propriétés suivantes des jets de b :

- Les hadrons beaux possèdent une durée de vie de l'ordre de 1,6 ps ($c\tau \approx 400\ \mu$m), ce qui est suffisant pour permettre à un quark b de 40 GeV de parcourir une distance d'environ 3 mm dans le détecteur avant de se désintégrer. Cela implique souvent la présence d'un vertex secondaire déplacé par rapport au vertex primaire de l'interaction p-$\bar{p}$, autrement dit de grands paramètres d'impact IP (distance minimale d'approche) pour les traces chargées associées au jet de b.

[4] Comme les tours de déclenchement correspondent à 4 tours au niveau reconstruit, l'énergie des jets reconstruits est modifiée pour tenir compte de toutes les tours utilisées au niveau 1 du système de déclenchement.

– La masse du quark b est environ de 4,7 GeV. La masse invariante du vertex secondaire peut être une variable discriminante. La masse élevée du quark b implique aussi une fragmentation plus dure [75], ce qui a pour conséquence d'entraîner une grande impulsion transverse relative à l'axe du jet (p_T^{rel}) pour les particules associées au jet.
– La désintégration semi-leptonique est plus fréquente pour les jets de b que pour les jets issus d'un quark plus léger (environ 20% des jets b possèdent un muon). L'éventuelle présence d'un muon dans le jet sera donc recherchée.

Pour utiliser ces algorithmes d'identification des jets de b, il est nécessaire d'associer aux jets les traces chargées leur correspondant spatialement. Pour cela, on construit des jets de traces chargées dans un cône de rayon 0,5 avec les traces de $p_T > 0,5$ GeV/c, ayant au moins un impact dans le SMT, et vérifiant les conditions suivantes sur les paramètres d'impact : $|IP_z| < 0,4$ cm et $|IP_{xy}| < 0,2$ cm. Les jets de particules ayant un tel jet de traces chargées associé spatialement ($\Delta R < 0,5$) sont dits "étiquetables" ou vérifiant les "critères d'étiquetabilité" [76].
Les vertex secondaires sont reconstruits en utilisant les jets de traces chargées associés aux jets. Un algorithme similaire à celui utilisé pour rechercher les vertex primaires est utilisé. Des vertex à deux traces sont créés, puis des traces supplémentaires sont ajoutées afin de réduire le χ^2 du vertex.
Comme l'efficacité de reconstruction des traces est différente entre les données et la simulation Monte Carlo, on utilise dans le Monte Carlo une paramétrisation de "l'étiquetabilité" afin de déterminer la probabilité qu'un jet donné soit "étiquetable". Cette paramétrisation est réalisée en fonction du p_T, η et ϕ du jet, ainsi que de la position en z du vertex primaire. Le bon accord obtenu entre les distributions des jets "étiquetables" observés dans les données et des jets "étiquetables" estimés avec la paramétrisation de "l'étiquetabilité" dans le Monte Carlo, est illustré figure 3.10 par une comparaison des distributions de pseudorapidité et d'impulsion transverse des jets "étiquetables" dans un échantillon "μ+jets" [77].

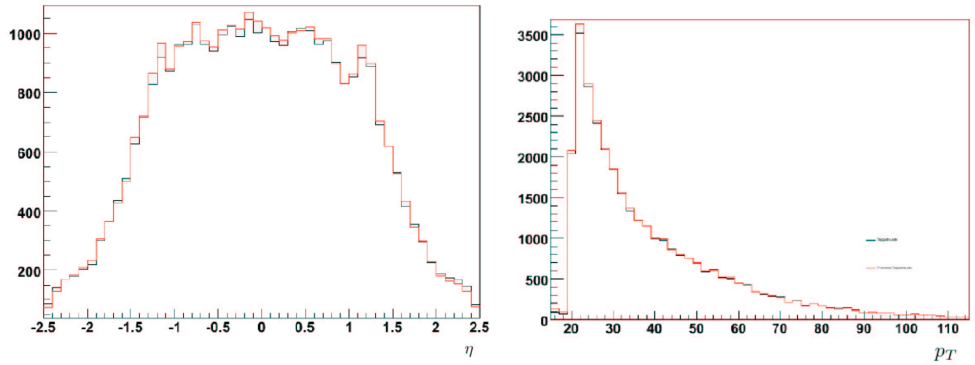


FIG. 3.10 – *Distribution des jets "étiquetables" observés dans les données (en noir) et estimés dans le Monte Carlo (en rouge) : à gauche η du jet, à droite p_T du jet (en GeV/c). Cette comparaison a été réalisée dans un échantillon "muon+jets" [77].*

Trois algorithmes d'étiquetage distincts sont utilisés sur les jets "étiquetables" :
– Jet LIfetime Probability (JLIP) [78] : cet algorithme est basé sur la détermination des probabilités que les traces associées au jet proviennent du vertex primaire ;
– Counting Signed Impact Parameters (CSIP) [79, 80] : cet algorithme utilise la significance du paramètre d'impact des traces associées au jet, définie par IP/σ_{IP}, où σ_{IP} est l'erreur sur le paramètre d'impact. La figure 3.11 présente les distributions de la significance pour des jets légers et des jets de b ;
– Secondary Vertex Tagging (SVT) [81] : cet algorithme est basé sur la reconstruction d'un vertex secondaire.

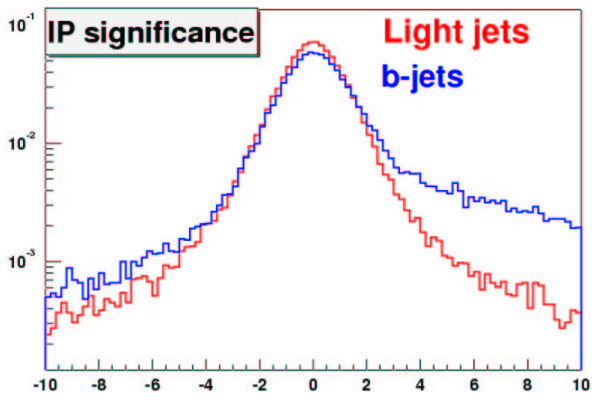


FIG. 3.11 – *Distribution de la significance du paramètre d'impact des traces associées à un jet léger (en rouge) et à un jet de b (en bleu) [79].*

Les résultats obtenus grâce à ces 3 algorithmes sont combinés à l'aide d'un réseau de neurones [82]. Sept variables issues des différents algorithmes sont utilisées par le réseau de neurones :

- CSIP Comb : la combinaison linéaire de sortie de l'algorithme CSIP, constituée de 4 variables correspondant aux nombres de traces vérifiant diverses conditions sur le paramètre d'impact ;
- JLIP Prob : la probabilité que le jet soit originaire du vertex primaire ;
- SVT χ^2_{dof} : le χ^2 par nombre de degré de liberté du vertex secondaire ;
- SVT Mass : la masse du vertex secondaire ;
- SVT Num : le nombre de vertex secondaires associés au jet ;
- SVT Sig : la significance de la distance de vol (distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire) ;
- SVT N_{Tracks} : le nombre de traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire.

La distribution de la sortie du réseau de neurones est présentée dans l'histogramme de gauche de la figure 3.12 pour des jets de b et des jets de saveurs légères, dans des événements QCD Monte Carlo. Le diagramme de droite représente l'efficacité d'identification des jets de b en fonction du taux de mauvaise identification, estimé avec des événements Monte Carlo Z/γ^*+jets, pour le Run IIa et pour le Run IIb. On notera que les résultats sont similaires pour les deux périodes de fonctionnement.

Divers points de fonctionnement sont utilisés dans la collaboration, correspondant à différentes efficacités et taux de mauvaise identification, et sont présentés dans le tableau 3.2.

Nom	MegaTight	UltraTight	VeryTight	Tight	Medium	Loose
Coupure (NN)	$> 0,925$	$> 0,9$	$> 0,85$	$> 0,775$	$> 0,65$	$> 0,45$
Efficacité	36,7%	39,7%	44,1%	48,9%	55,1%	62,7%
Taux de mauvaise identification	0,3%	0,4%	0,6%	1,0%	1,7%	3,4%

TAB. 3.2 – *Les différents points de fonctionnement utilisés pour le réseau de neurones d'identification des jets de b. Les taux de mauvaise identification correspondants ont été déterminés avec des événements Monte Carlo QCD. Les efficacités ont été déterminées dans les données, avec la méthode "system8" qui consiste à résoudre un système de 8 équations construites à partir du nombre de jets étiquetés dans deux lots de données différents en utilisant deux algorithmes d'étiquetage différents [83].*

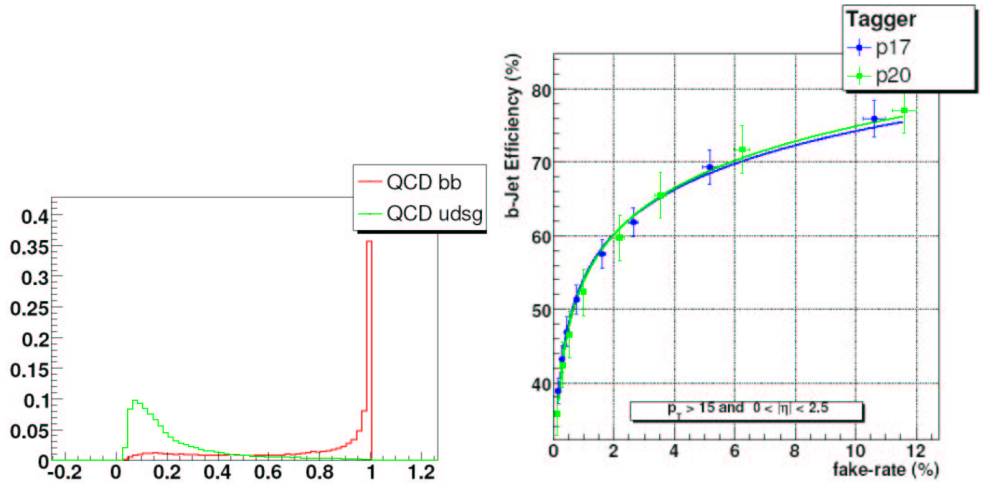


FIG. 3.12 – *Le diagramme de gauche présente la sortie du réseau de neurones d'étiquetage des jets de b pour des jets de b (en rouge) et des jets de saveurs légères (en vert) dans des événements QCD Monte Carlo. Le diagramme de droite représente l'efficacité d'identification des jets de b en fonction du taux de mauvaise identification, pour le Run IIa (en bleu) et pour le Run IIb (en vert), estimés avec des événements Monte Carlo Z/γ^*+jets [82].*

Ainsi, dans les données, pour un point de fonctionnement donné, la valeur de la sortie du réseau de neurones indique, pour un jet donné, la probabilité que ce jet soit un jet de b. Pour les événements simulés par la méthode Monte Carlo, les différences dans la reconstruction et le nombre de traces entre la simulation et les données posent à nouveau problème. De façon similaire à "l'étiquetabilité", l'étiquetage d'un jet est paramétré à partir de ces caractéristiques (E_T et η) et du point de fonctionnement choisi. Cette paramétrisation, appelée "Tag Rate Function" (TRF), donne ainsi la probabilité, pour un jet "étiquetable" donné, qu'il soit étiqueté comme jet de b. Il est alors possible de pondérer l'événement par la probabilité qu'au moins un jet soit étiqueté comme jet de b. Cette méthode ne permet pas d'étudier les caractéristiques des jets de b, étant donné que le jet étiqueté n'est pas connu. Il a donc été choisi de considérer itérativement chaque jet comme étiqueté en pondérant à chaque fois l'événement de manière adéquate ("permuter").

L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante ($\not\!\!E_T$) mesurée dans le calorimètre résulte soit de la présence de particules n'interagissant pas ou peu avec le calorimètre (par exemple les neutrinos), soit des effets de résolution sur la mesure de l'énergie des objets calorimétriques ou de divers problèmes liés à la reconstruction des objets. Elle est calculée en faisant la somme vectorielle des énergies transverses de toutes les cellules d'énergies positives du calorimètre, à l'exception possible de cellules de la couche CH du calorimètre trop bruyantes [84]. Les énergies transverses sont calculées en prenant pour origine le vertex primaire principal de l'événement. Les différentes corrections apportées aux objets calorimétriques, décrites dans le paragraphe 3.2 (échelles d'énergie et autres corrections), sont propagées au calcul de l'énergie transverse manquante.
Comme les muons peuvent être responsables de l'apparition artificielle d'énergie transverse manquante, il a été choisi d'ajouter dans le calcul de l'énergie transverse manquante l'impulsion transverse des muons, corrigée de leur perte d'énergie dans le calorimètre.

3.2 Calibration et échelles d'énergies

L'étalonnage des performances du calorimètre est indispensable pour obtenir une mesure correcte de l'énergie des objets calorimétriques : il faut que l'énergie annoncée par le sytème de lecture corresponde à l'énergie réellement déposée. Les méthodes employées pour calibrer le calorimètre seront brièvement présentées dans cette section. Cependant, même avec une calibration parfaite du calorimètre, l'énergie lue dans le détecteur ne correspond pas à l'énergie de la particule incidente originale. La deuxième partie de cette section sera consacrée à expliquer les raisons de cette différence, ainsi que les méthodes employées pour pallier ce problème.

3.2.1 Calibration du calorimètre

La calibration en énergie du calorimètre comprend la calibration de l'électronique de lecture et la calibration des cellules du calorimètre. La calibration de l'électronique de lecture est réalisée en envoyant un signal connu dans les cartes de lecture via un pulseur. Ensuite, la calibration des cellules du calorimètre est réalisée en deux étapes : par une intercalibration en ϕ, puis par une intercalibration en η.

Intercalibration en ϕ

Comme les faisceaux délivrés par le Tevatron ne sont pas polarisés, on s'attend à ce que la physique observée avec le détecteur DØ soit symétrique en ϕ. Les dépendances en ϕ observées avant calibration sont donc interprétées comme résultants d'effets instrumentaux. On applique ainsi des facteurs de calibration aux cellules du calorimètre pour chaque région en ϕ, de manière à obtenir une réponse du calorimètre invariante selon ϕ. Ces facteurs de calibration sont déterminés en mesurant la densité des dépôts calorimétriques au-dessus d'un certain seuil d'énergie transverse dans des événements sélectionnés à l'aide d'une définition de déclenchement dédiée ("energy flow method") [85].

Intercalibration en η

L'intercalibration en η est réalisée tout d'abord dans la partie électromagnétique du calorimètre, puis dans la partie hadronique.

Les constantes de calibration de la partie électromagnétique du calorimètre sont déterminées avec un lot d'événements $Z \to e^+e^-$ et $J/\Psi \to e^+e^-$ [86], de manière à minimiser la résolution sur la masse du Z et à obtenir la masse du Z donnée par les mesures du LEP [13]. On reconstruit la masse du Z en utilisant la relation :

$$m_Z = \sqrt{2E_1E_2(1-\cos\theta)} \tag{3.6}$$

avec E_1 et E_2 les énergies des deux électrons et θ l'angle d'ouverture des traces correspondant aux électrons. L'énergie des électrons est calculée en utilisant la relation suivante :

$$E_i = E_i^{raw} + K(E_i^{raw}, \eta) \tag{3.7}$$

où E_i^{raw} est l'énergie brute par électron mesurée dans le calorimètre et $K(E_i^{raw}, \eta)$ est une paramétrisation de l'énergie perdue, estimée grâce à une simulation détaillée du détecteur. L'énergie brute E_i^{raw} s'écrit sous la forme :

$$E_i^{raw} = \sum_{j=(\text{cellules})} c_{i\eta}(j)E'_j \tag{3.8}$$

où $c_{i\eta}$ sont les constantes de calibration à déterminer (une constante par anneau en η) et E'_j est l'énergie de la cellule j mesurée après calibration de l'électronique et après l'intercalibration en ϕ.
Ainsi, cette procédure, incluant la paramétrisation $K(E_i^{raw}, \vec{\alpha})$ de l'énergie perdue, permet de réaliser une calibration absolue de l'échelle d'énergie des objets électromagnétiques dans le calorimètre.

Une fois la calibration du calorimètre électromagnétique terminée, les constantes de calibration de la partie hadronique du calorimètre sont déterminées dans des événements QCD possédant deux jets dos-à-dos en ϕ, en utilisant la conservation de l'impulsion dans le plan transverse. On réalise cela en calculant la fraction d'impulsion transverse de déséquilibre pour chaque événement, définie par :

$$f = \frac{\left(\sum_{\text{cellules}} P_x\right)^2 + \left(\sum_{\text{cellules}} P_y\right)^2}{\sum_{\text{cellules}} P_t^2} \tag{3.9}$$

L'énergie de chaque cellule du calorimètre hadronique des deux jets est pondérée par la constante de calibration correspondante. On minimise alors la somme sur tous les événements de la fraction f, en faisant varier les 64 constantes de calibration. Les constantes ainsi obtenues sont présentées figure 3.13. On notera que la valeur des constantes appliquées dans le calorimètre central est à peu près constante, autour de 0,8. Une étude permettant de vérifier cette méthode de calibration a été réalisée et est présentée au paragraphe 3.2.3.

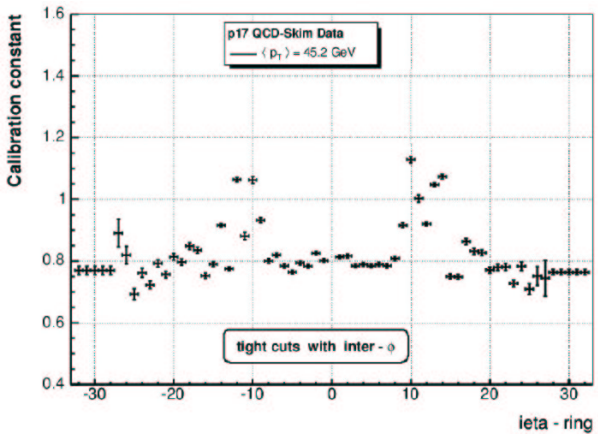


FIG. 3.13 – *Constantes de calibration du calorimètre hadronique en fonction de $i\eta \approx 10 \times \eta$ (Run IIa).*

3.2.2 Échelles d'énergies

L'énergie mesurée des objets calorimétriques n'est pas directement égale à l'énergie de la particule incidente émise à cause des effets suivants :

- une partie de l'énergie des particules incidentes est perdue dans la matière qui précède le calorimètre, ou dans des régions non instrumentées entre les modules ;
- des particules émises peuvent sortir du calorimètre sans avoir déposé toute leur énergie (muons), voir sans interagir du tout (neutrinos) ;
- la réponse du calorimètre aux hadrons est inférieure à celle des électrons ou des photons, à cause de la non-compensation du calorimètre, cf. paragraphe 2.2.4, et peut varier entre les modules (particulièrement dans l'ICR) ;

- les désintégrations de l'uranium, qui constitue le matériel absorbant du calorimètre, ajoutent du bruit à la mesure de l'énergie ;
- des interactions $p\bar{p}$ additionnelles peuvent augmenter l'énergie des cellules de l'objet considéré, tout comme les quarks spectateurs de l'interaction dure ;
- de l'énergie provenant du croisement des faisceaux précédent peut affecter la mesure de l'énergie (empilement) ;
- une partie de l'énergie de la particule incidente n'est pas déposée dans les limites spatiales imposées lors de la reconstruction ;
- d'autres particules de l'événement peuvent déposer de l'énergie dans les cellules utilisées pour le calcul de l'énergie de la particule considérée.

Ces effets sont pris en compte pour les objets électromagnétiques, électrons et photons, lors de la calibration du calorimètre via la fonction $K(E_i^{raw}, \vec{\alpha})$ (cf. paragraphe 3.2.1). Mais la réponse du calorimètre aux hadrons étant inférieure à celle des objets électromagnétiques, l'énergie mesurée des jets et des taus hadroniques nécessite des corrections particulières qui vont être brièvement présentées ci-dessous.

Échelle d'énergie des jets

Les corrections d'échelle d'énergie pour les jets visent à corriger l'énergie mesurée du jet ($E_{\text{jet}}^{\text{meas}}$) de manière à remonter à l'énergie originelle des particules constituant le jet ($E_{\text{jet}}^{\text{ptcl}}$), et sont données par la relation suivante [87] :

$$E_{\text{jet}}^{\text{ptcl}} = \frac{E_{\text{jet}}^{\text{meas}} - E_{\text{O}}}{R_{\text{jet}} S_{\text{jet}}} \tag{3.10}$$

où :

- E_{O} est l'énergie sous-jacente (offset), c'est-à-dire l'énergie dans le calorimètre ne provenant pas de l'interaction $p\bar{p}$ étudiée. Ce terme comprend les contributions du bruit électronique et de l'uranium, ainsi que les événements dus à l'empilement ou aux interactions $p\bar{p}$ additionnelles. L'énergie provenant des quarks spectateurs de l'interaction dure est considérée comme faisant partie de l'événement étudié et n'est donc pas soustraite. Ce terme E_{O} est déterminé à partir d'événements de biais minimum et paramétré en fonction de la pseudorapidité du jet ($\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}$), de la multiplicité de vertex primaires reconstruits (n_{PV}) et de la luminosité instantanée.
- R_{jet} est le coefficient de réponse du calorimètre. Il prend en compte l'énergie perdue avant le calorimètre et dans les régions non-instrumentées, la réponse plus faible du calorimètre aux hadrons par rapport aux objets électromagnétiques et les inhomogénéités du calorimètre. Le coefficient R_{jet} dépend de l'énergie du jet et de $\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}$. La méthode employée pour l'estimer sera brièvement décrite ci-dessous.
- S_{jet} (Showering) est le terme correctif pour tenir compte de la fraction d'énergie du jet de particules déposée en dehors du cône de reconstruction du jet. Cette correction tient également compte de l'énergie déposée à l'intérieur du cône par des particules ne provenant pas du jet. Elle est estimée dans des événements γ+jets et calculée en fonction de $\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}$ et de l'énergie du jet.

Le coefficient de réponse R_{jet} est le terme dominant des corrections d'échelle d'énergie pour les jets. La méthode utilisée pour déterminer ce terme, appelé "Missing E_T Projection Fraction Method" (MPF), consiste à utiliser la balance en impulsion transverse entre le photon et le jet dans des événements γ+jets. En effet, si l'on sélectionne des événements possédant exactement

un photon et un jet dos-à-dos en ϕ, on s'attend à avoir :

$$\vec{p}_{T\gamma} + \vec{p}_{T\text{jet}} = \vec{0}. \tag{3.11}$$

avec $\vec{p}_{T\gamma}$ l'impulsion transverse du photon, et $\vec{p}_{T\text{jet}}$ l'impulsion transverse du jet. Le coefficient de réponse du calorimètre étant différente pour les photons (R_γ) et pour les jets (R_{jet}), ce que l'on mesure réellement est :

$$\vec{p}^{\,\text{meas}}_{T\gamma} + \vec{p}^{\,\text{meas}}_{T\text{jet}} = -\vec{\not{E}}_T^{\,\text{meas}}, \tag{3.12}$$

où $\vec{p}^{\,\text{meas}}_{T\gamma} = R_\gamma \vec{p}_{T\gamma}$ est l'impulsion transverse mesurée du photon, $\vec{p}^{\,\text{meas}}_{T\text{jet}} = R_{\text{jet}} \vec{p}_{T\text{jet}}$ est l'impulsion transverse mesurée du jet et $\vec{\not{E}}_T^{\,\text{meas}}$ est l'énergie transverse manquante mesurée dans l'événement.
À partir des équations 3.11 et 3.12, et sachant que le coefficient de réponse du calorimètre pour les photons est de 1 (cf. paragraphe 3.2.1), on obtient l'équation suivante :

$$R_{\text{jet}} = 1 + \frac{\vec{\not{E}}_T^{\,\text{meas}} \cdot \vec{n}_{T\gamma}}{p^{meas}_{T\gamma}}. \tag{3.13}$$

Ceci montre que le coefficient de réponse du jet de recul peut être obtenu à partir de la projection du vecteur $\vec{\not{E}}_T$ dans la direction du photon dans le plan transverse $\vec{n}_{T\gamma}$ et de la valeur absolue de l'impulsion transverse mesurée du photon $p^{\text{meas}}_{T\gamma}$.

Le coefficient de réponse du calorimètre est fortement dépendant de l'énergie du jet considéré. La précision sur la direction du jet et sur l'impulsion transverse du photon étant plus grande que la précision relative sur l'énergie du jet, il est judicieux d'utiliser, à la place de l'énergie mesurée du jet, l'estimateur suivant :

$$E' = p^{\text{meas}}_{T\gamma} \cosh(\eta_{\text{jet}}), \tag{3.14}$$

avec η_{jet} la pseudorapidité du jet par rapport au vertex primaire de l'événement.
La figure 3.14 présente le coefficient de réponse du calorimètre calculé dans des événements Monte Carlo γ+jets en fonction de E'. Le coefficient de réponse peut être paramétré par la fonction suivante :

$$R(E') = p_0 + p_1 \ln(E'/E_0) + p_2 \ln^2(E'/E_0), \tag{3.15}$$

avec p_0, p_1 et p_2 des paramètres libres et $E_0 = 100$ GeV. Les valeurs trouvées par l'ajustement dans les événements Monte Carlo γ+jets sont données dans le tableau inclus dans la figure 3.14. Des valeurs différentes sont trouvées pour la simulation Monte Carlo et pour les données (voir paragraphe 3.3).

Pour les jets qui contiennent un muon ($\Delta R(\mu, jet) < 0,5$), on applique des corrections sur l'énergie du jet de manière à tenir compte de l'énergie du muon et du neutrino associé [88]. Uniquement les muons de p_T inférieur à 60 GeV/c sont utilisés pour éviter une correction en énergie arbitrairement large due à la mauvaise résolution sur l'impulsion transverse des muons de grand p_T.

Échelle d'énergie des taus

L'énergie des leptons taus reconstruits est corrigée de manière à remonter à l'énergie réelle des produits de désintégration visibles du tau, sans chercher à ajouter l'énergie des neutrinos. La procédure utilisée, décrite dans la référence [89], dépend du type de tau considéré :

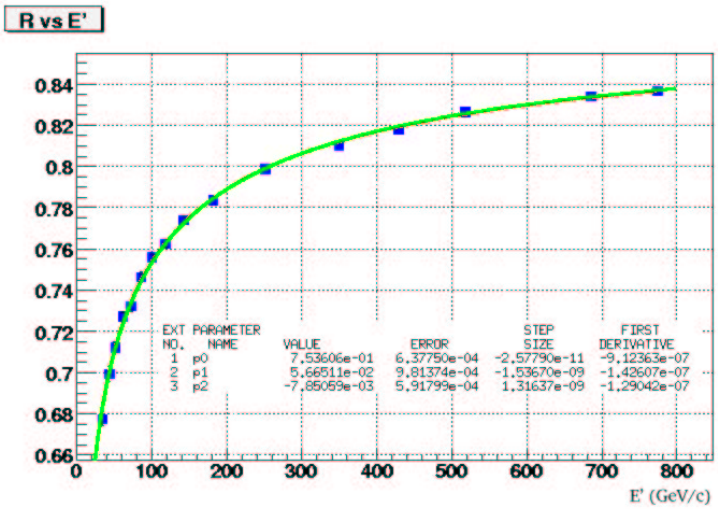


FIG. 3.14 – *Coefficient de réponse du calorimètre pour les jets en fonction de E' (voir texte), calculée dans des événements Monte Carlo γ+jets. La courbe verte est un ajustement réalisée avec la fonction (3.15) et dont les paramètres sont donnés dans le tableau inclus dans la figure.*

- Pour les taus de type 1, constitués d'un unique pion chargé sans pion neutre additionnel, les détecteurs de traces donnent la mesure la plus précise de l'énergie transverse, $E_T^{corr} = p_T^{trk}$, sauf pour les taus de grande énergie ($E^{calo} > 70$ GeV) pour lesquels le calorimètre donne une information plus précise que les détecteurs de traces. Dans ce cas, on utilise l'énergie mesurée dans le calorimètre, corrigée par une fonction de l'énergie et de η :
$E_T^{corr} = k_1(\eta, E_T^{calo})E_T^{calo}$.
- Pour les taus de type 2, constitués d'une particule chargée accompagnée de pions neutres, et pour ceux de type 3, possédant 2 ou 3 traces chargées, la présence éventuelle de pions neutres impose une correction différente de l'énergie (transverse). L'énergie des particules chargées est mesurée avec les détecteurs de traces et l'énergie des particules neutres à l'aide du calorimètre, en soustrayant la contribution des particules chargées au dépôt calorimétrique :

$$E_T^{corr} = \sum p_T^{trk} + E_T^{calo} - \sum R(p_T^{trk}, \eta) p_T^{trk} \tag{3.16}$$

avec $R(p_T^{trk}, \eta)$ le coefficient de réponse du calorimètre à un pion chargé. Pour les taus de grande énergie ($E^{calo} > 100$ GeV pour les taus de type 2, $E^{calo} > 120$ GeV pour les taus de type 3), on utilise uniquement l'information calorimétrique, corrigée par une fonction de l'énergie, de η et du type de tau considéré, $k_{type}(\eta, E_T^{calo})$, déterminée par une étude Monte Carlo :

$$E_T^{corr} = k_{type}(\eta, E_T^{calo}) E_T^{calo} \tag{3.17}$$

3.2.3 Étude sur l'intercalibration en η du calorimètre hadronique et la résolution en énergie des jets

L'intercalibration en η du calorimètre hadronique, présentée au paragraphe 3.2.1, utilise la balance en l'impulsion transverse de deux jets dos-à-dos en ϕ. Or, l'énergie transverse mesurée des jets n'est pas égale à l'impulsion transverse des quarks/gluons initiaux. La correction principale est le terme de réponse du calorimètre, qui dépend fortement de l'énergie du jet (cf. figure 3.14).

Ainsi, deux jets de même impulsion transverse ($P_{T1}^{truth} = P_{T2}^{truth}$), mais d'énergies totales (E_1 et E_2) différentes seront reconstruits avec des impulsions transverses (P_{T1} et P_{T2}) différentes :

$$\frac{P_{T1}}{P_{T2}} \approx \frac{R(E_1)P_{T1}^{truth}}{R(E_2)P_{T2}^{truth}} = \frac{R(E_1)}{R(E_2)} \neq 1 \tag{3.18}$$

J'ai réalisé une étude pour vérifier la cohérence des résultats de la calibration. En particulier, l'impact d'un changement simultané des différentes constantes de calibration en η du calorimètre hadronique sur le coefficient de réponse du calorimètre et sur la résolution sur l'énergie des jets a été quantifié, afin de déterminer si la calibration actuelle ne pourrait pas être améliorée de manière à obtenir une meilleure résolution.

Le coefficient de réponse à été calculé en utilisant la méthode "MPF", qui consiste à utiliser la balance en impulsion transverse entre le photon et le jet, sur un lot d'événements Monte Carlo γ+jet et sur un lot de données γ+jet, en faisant varier les constantes de calibration. La sélection des événements est réalisée en demandant principalement un unique photon d'au moins 30 GeV (pour éviter les problèmes relatifs aux seuils de reconstruction des jets) et un unique jet, dos-à-dos en ϕ ($\Delta\phi(\gamma, \text{jet}) > 3,0$). Les résultats pour des jets centraux sont présentés figure 3.15 pour le Monte Carlo et figure 3.16 pour les données. Les résultats pour les jets dans l'ICD ou sur l'avant sont disponibles dans l'annexe A. On observe un comportement similaire dans les données et dans la simulation Monte Carlo. À titre d'exemple, multiplier les constantes de calibration par un facteur 1,2 augmente la réponse du calorimètre pour les jets entre 7% et 10%.

La résolution sur l'énergie corrigée des jets n'est pas mesurable directement dans les données. Mais comme on a $E^{corr} \approx \dfrac{E^{raw}}{R(E^{raw})}$ (avec E^{corr} l'énergie corrigée, E^{raw} l'énergie mesurée et R le coefficient de réponse du calorimètre), on peut écrire :

$$\frac{\sigma_{E^{corr}}}{E^{corr}} = \frac{\partial\left(\frac{E^{raw}}{R(E^{raw})}\right)}{\partial E^{raw}} R(E^{raw}) \frac{\sigma_{E^{raw}}}{E^{raw}} \tag{3.19}$$

En utilisant la relation (3.15), on obtient :

$$\frac{\sigma_{E^{corr}}}{E^{corr}} = \left[1 - \frac{p_1}{R} - \frac{2p_2}{R} \ln\left(\frac{E^{raw}}{100}\right)\right] \frac{\sigma_{E^{raw}}}{E^{raw}} \tag{3.20}$$

c'est-à-dire une fonction connue de E^{raw} multipliée par $\dfrac{\sigma_{E^{raw}}}{E^{raw}}$. Cette relation permet d'obtenir la résolution sur l'énergie corrigée de la réponse à partir de la résolution sur l'énergie mesurée[5]. La résolution sur l'énergie mesurée des jets peut être estimée, aussi bien dans les données que dans le Monte Carlo, en calculant $\dfrac{\sigma_R}{R}$ à partir des valeurs centrales (R) et des écarts types des distributions de la réponse réalisées par intervalles d'impulsion transverse du photon ($p_{T\gamma}^{\text{meas}}$). Les distributions de $\dfrac{\sigma_R}{R}$ sont présentées figure 3.17 pour différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration. La figure 3.18 permet de confirmer que $\dfrac{\sigma_R}{R}$ est bien proportionnel à la résolution sur l'énergie mesurée des jets. En effet, cette figure montre que $\dfrac{\sigma_R}{R}$ est proportionnel à $\dfrac{\sigma_{E^{raw}/E^{ptclj}}}{E^{raw}/E^{ptclj}}$, avec E^{ptclj} l'énergie originelle des particules constituant le jet. On notera

[5] L'amélioration de la résolution en énergie des jets entraînée par la correction de l'échelle d'énergie est un fait bien connu. Des jets ayant une même énergie originelle fixée, ont une énergie mesurée distribuée autour d'une valeur moyenne inférieure à l'énergie originelle. En raison de l'allure de la réponse, les jets d'énergie inférieure à cette valeur centrale recevront une correction plus grande que ceux de plus haute énergie. Ainsi la distribution obtenue après correction de la réponse est plus étroite. L'effet est évidemment d'autant plus grand que l'énergie du jet est faible, étant données les plus grandes variations de la réponse à basse énergie.

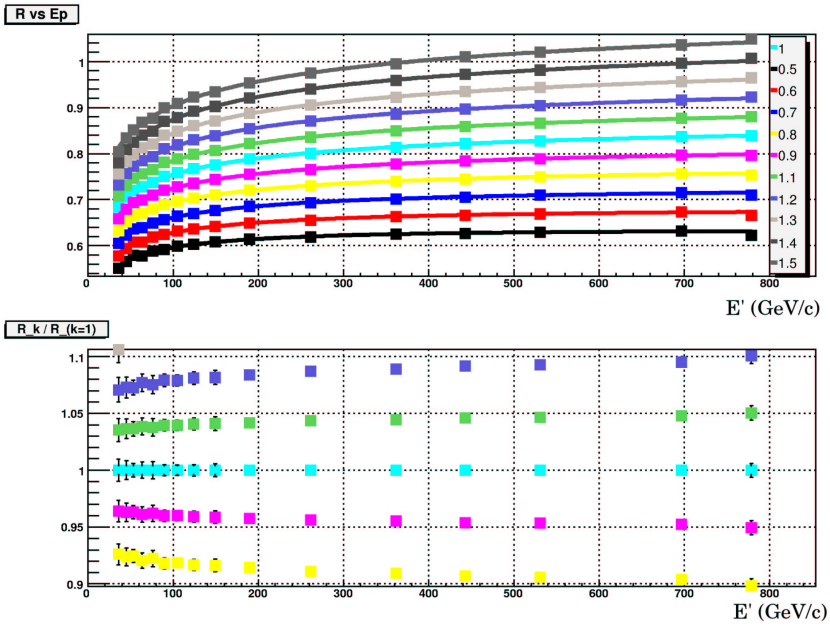


FIG. 3.15 – *La figure du haut présente le coefficient de réponse du calorimètre hadronique pour des jets centraux ($|\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 0,4$) en fonction de E', déterminée par la méthode "MPF" dans des événements Monte Carlo γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées dans la légende de la figure. La figure du bas présente le rapport de ce coefficient de réponse par rapport au coefficient de réponse obtenu avec les constantes actuelles de calibration, en fonction de l'énergie du jet.*

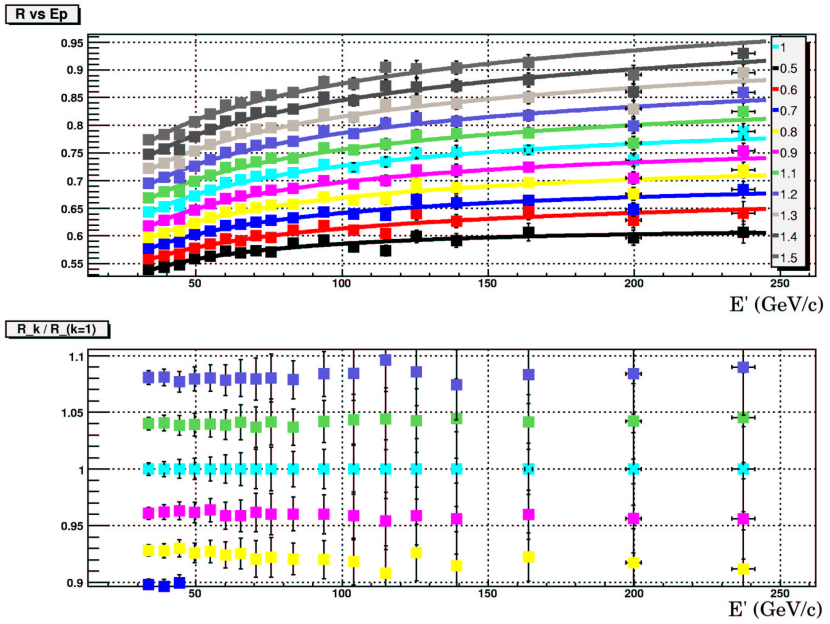


FIG. 3.16 – *La figure du haut présente le coefficient de réponse du calorimètre hadronique pour des jets centraux ($|\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 0,4$) en fonction de E', déterminée par la méthode "MPF" dans des données γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées dans la légende de la figure. La figure du bas présente le rapport de ce coefficient de réponse par rapport au coefficient obtenu avec les constantes actuelles de calibration, en fonction de E'.*

que l'on a utilisé $\frac{\sigma_{E^{raw}/E^{ptclj}}}{E^{raw}/E^{ptclj}}$ plutôt que $\frac{\sigma_{E^{raw}}}{E^{raw}}$ car, pour un intervalle de $p_{T\gamma}^{\text{meas}}$ donné, $\sigma_{E^{raw}}$ inclu les fluctuations de E^{ptclj} à l'intérieur de l'intervalle (à cause entre autres des radiations de gluons et de la fragmentation). Utiliser $\frac{\sigma_{E^{raw}/E^{ptclj}}}{E^{raw}/E^{ptclj}}$ permet d'annuler la plupart de ces effets de "résolutions physiques" et ainsi d'obtenir une meilleure estimation de la résolution du détecteur.

La résolution en énergie du calorimètre est usuellement paramétrée par :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \tag{3.21}$$

où le second membre est la racine carrée de la somme quadratique de trois termes. Le premier terme, avec le coefficient a, paramètre les fluctuations statistiques sur le nombre de particules contribuant au signal. Le deuxième terme, avec le coefficient b , est un terme de bruit (d'origine électronique ou par les fluctuations de l'énergie apportée par les particules extérieures au jet considéré). Le dernier terme c est une constante qui tient compte des imperfections du calorimètre (non-uniformité, erreur d'intercalibration, fluctuation de l'énergie déposée en dehors des zones instrumentées) et des fluctuations dans la partie électromagnétique des gerbes hadroniques. On notera que les valeurs de $\frac{\sigma_R}{R}$ présentées figure 3.17 sont effectivement bien décrites par une telle paramétrisation.

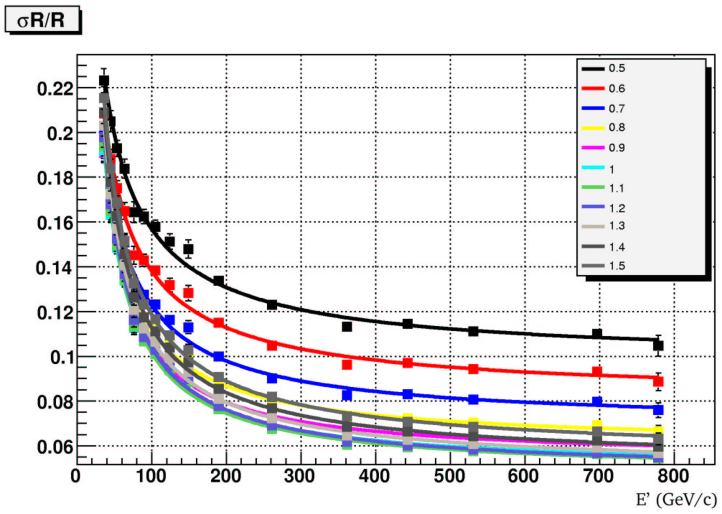


FIG. 3.17 – $\frac{\sigma_R}{R}$ *en fonction de E' pour des événements Monte Carlo γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées sur la droite de la figure. Les courbes sont les résultats d'ajustements avec une fonction* $\sqrt{a^2/E'^2 + b^2/E' + c^2}$.

Les résultats de la mesure de la résolution sur l'énergie corrigée des jets sont présentés dans la figure 3.19 (3.20) pour des événements Monte Carlo (données) γ+jet avec un jet central ($|\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 0,4$). Les résultats pour les jets dans l'ICD ou sur l'avant sont disponibles dans l'annexe A. L'impact d'un changement dans les constantes de calibration a ainsi été quantifié. Par exemple, on observe dans le Monte Carlo qu'un facteur multiplicatif de 1,2 sur les constantes de calibration a un impact faible sur la résolution des jets, de l'ordre de $\sim$ 3%. Mais dans les données, l'effet est plus marqué : pour un facteur de 1,2, on observe une dégradation de la résolution entre 3% et 9%. Il s'avère que les constantes de calibrations actuelles sont proches

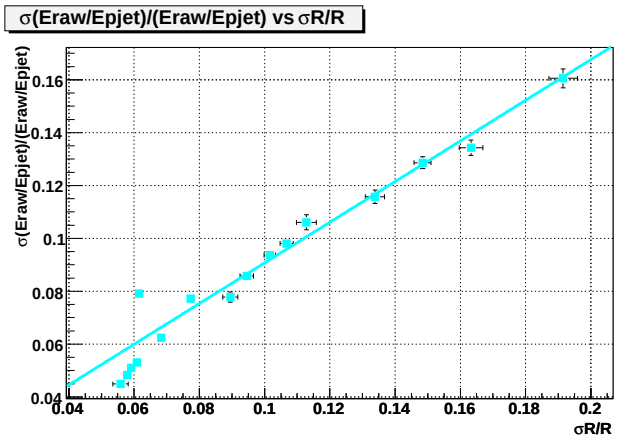


FIG. 3.18 – $\frac{\sigma_{E^{raw}/E^{ptclj}}}{E^{raw}/E^{ptclj}}$ *en fonction de* $\frac{\sigma_R}{R}$ *pour des événements Monte Carlo* γ*+jet.*

de l'optimum : une amélioration flagrante de la résolution sur l'énergie des jets en changeant les constantes de calibration semble difficile à obtenir. Cela prouve la robustesse de la méthode actuelle de calibration utilisée.

Pour améliorer la résolution de l'énergie des jets, d'autres possiblilités sont explorées, comme implémenter une correction de la réponse cellules par cellules par une méthode de pondération ("à la H1", cf. référence [90]), ou l'utilisation des traces pour les jets de basse énergie. Une autre piste également envisagée est l'utilisation de l'énergie déposée dans les détecteurs de pied de gerbe (CPS et FPS). Le travail que j'ai effectué à ce sujet est présenté dans le chapitre 6. Des études sont en cours pour tenter d'améliorer ces résultats et pour combiner les différentes méthodes utilisées pour l'amélioration de la résolution sur l'énergie des jets, car c'est un point crucial pour beaucoup d'analyses, et en particulier pour la recherche du boson de Higgs.

3.3 Corrections supplémentaires apportées au Monte Carlo

3.3.1 Calibration relative des jets entre données et simulation

La chaîne de simulation, ne permet malheureusement pas, telle quelle, l'obtention d'une description parfaitement réaliste des données collectées par le détecteur DØ, à cause, entre autres, de la difficulté à simuler les imperfections du détecteur. Afin de pallier ce problème, des corrections sont appliquées aux divers objets reconstruits. En particulier pour les jets, il est nécessaire de corriger les différences observées entre la simulation et les données sur la résolution en énergie, sur l'échelle d'énergie elle-même et sur les efficacités de reconstruction et d'identification qui sont généralement plus faibles dans les données que dans la simulation. La comparaison entre données et simulation est réalisée, pour les jets, dans des événements γ+jet et Z/γ^*+jet, en utilisant la variable ΔS définie par [91] :

$$\Delta S = \frac{p_T^{jet} - p_T^{\gamma/Z}}{p_T^{\gamma/Z}} \tag{3.22}$$

avec p_T^{jet} l'impulsion transverse corrigée du jet et $p_T^{\gamma/Z}$ l'impulsion transverse du photon ou du Z.

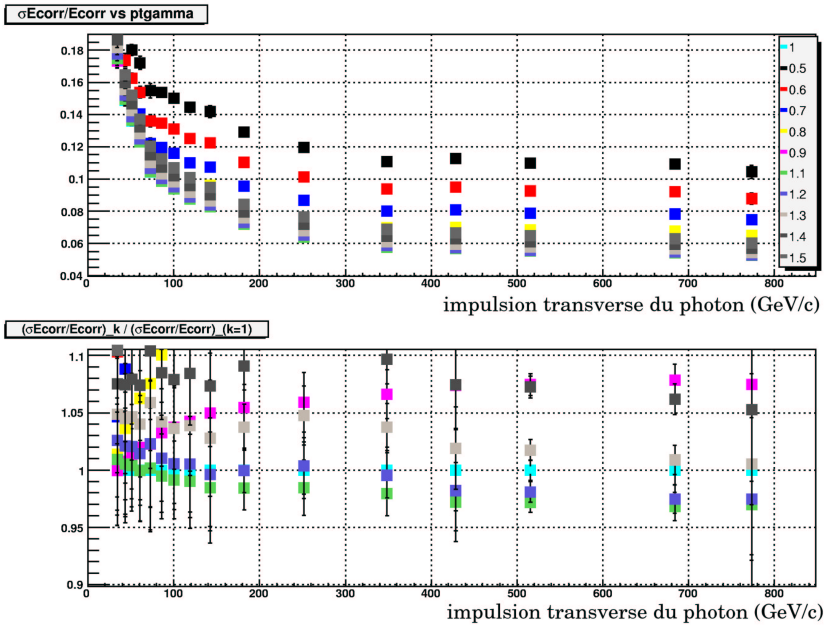


FIG. 3.19 – *La figure du haut présente la résolution sur l'énergie corrigée des jets pour des jets centraux ($|\eta_{\rm jet}^{\rm det}| < 0,4$) en fonction de $p_{T\gamma}^{\rm meas}$, déterminée dans des événements Monte Carlo γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées sur la droite de la figure. La figure du bas présente le rapport de cette résolution par rapport à la résolution obtenue avec les constantes actuelles de calibration.*

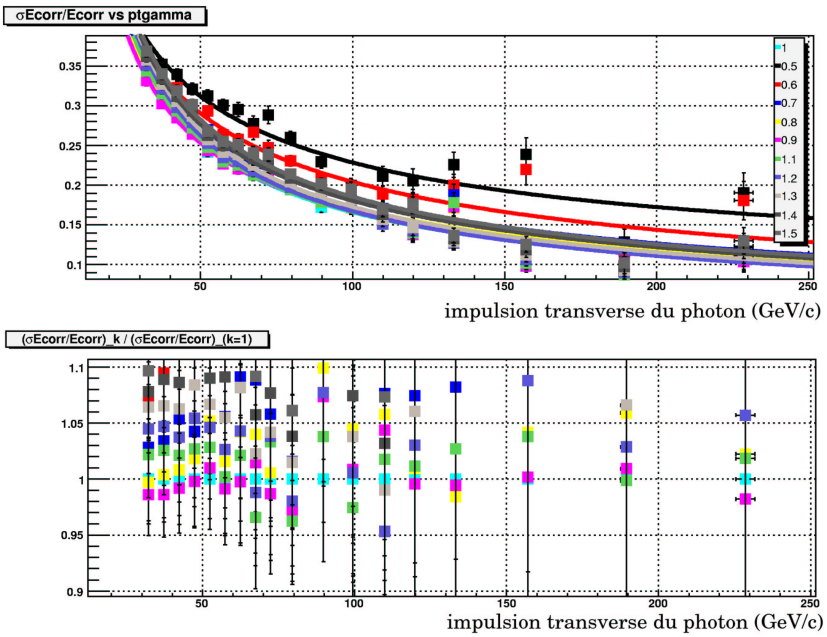


FIG. 3.20 – *La figure du haut présente la résolution sur l'énergie corrigée des jets du calorimètre pour des jets centraux ($|\eta_{\rm jet}^{\rm det}| < 0,4$) en fonction de $p_{T\gamma}^{\rm meas}$, déterminée dans des données γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées sur la droite de la figure. La figure du bas présente le rapport de cette résolution par rapport à la résolution obtenue avec les constantes actuelles de calibration.*

La figure 3.21 montre la différence de résolution observée entre les données et la simulation, ainsi que l'écart observé dans la valeur moyenne de ΔS. L'énergie des jets obtenus par la simulation est bruitée ("smearing") afin d'obtenir la même résolution dans les données et dans la simulation, et une constante est ajoutée ("shifting") afin de corriger la valeur centrale. Seuls les jets ayant un p_T de plus de 15 GeV/c après ces corrections seront considérés pour éviter les problèmes relatifs aux seuils de reconstruction des jets.
Les efficacités de reconstruction et d'identification des jets sont corrigées en retirant aléatoirement certains jets dans la simulation ("plateau removal") et en appliquant des facteurs correctifs dépendant de l'impulsion transverse du jet et de sa pseudorapidité, déterminés dans des événements dijets via la méthode "tag & probe" qui consiste à utiliser des événements possédant un jet reconstruit ("tag") et à tester la présence d'un second jet ("probe"), que l'on demande ici associé à la présence d'un jet de trace, pour en déduire l'efficacité de reconstruction [92].

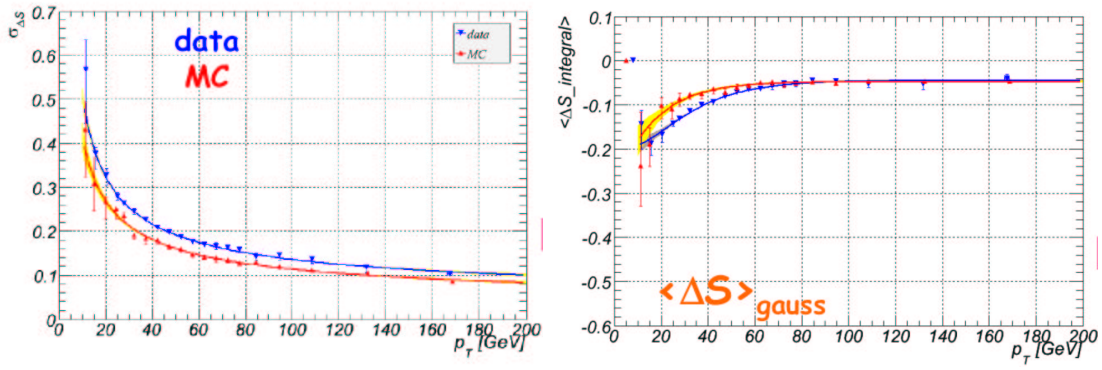


FIG. 3.21 – *Résolution ($\sigma_{\Delta S}$, figure de gauche) et valeur moyenne de ΔS (figure de droite) en fonction de $p_{T\gamma}^{\text{meas}}$, observée dans les données (en bleu) et dans la simulation Monte Carlo (en rouge) dans des événements γ+jet.*

3.3.2 Corrections apportées aux leptons

Comme pour les jets, des différences entre la simulation et les données sont observées pour les muons et pour les électrons. Des corrections sont apportées aux leptons de la simulation pour rétablir l'accord avec les données.

Correction des muons

La résolution sur l'impulsion des muons dans la simulation n'est pas en accord avec la résolution observée dans les données. Pour reproduire la résolution expérimentale, l'impulsion des muons simulés est dégradée en appliquant la transformation suivante [93] :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow \frac{q}{p_T} + AG_1 + \frac{B\sqrt{\cosh(\eta)}}{p_T}G_2 \tag{3.23}$$

où q est la charge du muon, G_1 et G_2 sont deux nombres aléatoires indépendants distribués selon une distribution gaussienne de moyenne nulle et de largeur 1, et A et B sont des constantes déterminées de manière à reproduire la distribution de masse invariante observée dans les données. Cette détermination a été réalisée avec des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et des événements $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, de manière à couvrir un large spectre en p_T.
La résolution sur l'impulsion des muons s'écrit alors :

$$\frac{\sigma(1/p_T)}{1/p_T} = \sqrt{A^2p_T^2 + B^2\cosh(\eta)} \tag{3.24}$$

L'efficacité de sélection des muons est également différente entre les données et la simulation. On corrige cet effet en appliquant un poids aux événements simulés, déterminé en fonction du ϕ et du η du muon en calculant le rapport des efficacités de sélection mesurées dans les données et dans la simulation Monte Carlo dans des événements di-muons via la méthode "tag & probe" [61]. On corrige également à l'aide d'autres poids correctifs l'efficacité de reconstruction des traces chargées associées aux muons et la mesure de l'isolation du muon.

Correction des électrons

La résolution sur l'énergie des électrons étant meilleure dans la simulation que dans les données, on dégrade l'énergie des électrons issus de la simulation en utilisant la transformation suivante [94] :

$$E' = E \times [\alpha + \xi] \tag{3.25}$$

où α est un facteur d'échelle et ξ une distribution gaussienne de moyenne nulle. Le facteur d'échelle et la largeur de la gaussienne sont déterminés en comparant dans des événements $Z \to e^+e^-$ la masse invariante des deux électrons entre les données et la simulation Monte Carlo.
L'efficacité de sélection des électrons est également corrigée à l'aide d'un poids déterminé en comparant les efficacités dans les données et dans la simulation, déterminées dans des événements $Z \to e^+e^-$ par la méthode "tag & probe" [65].

Chapitre 4

Système de déclenchement à DØ et identification des taus au niveau 3

Le système d'acquisition du détecteur DØ est conçu pour faire face aux défits des remarquables performances du Tevatron, avec une luminosité instantanée délivrée pouvant atteindre plus de $300\times10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. À défaut de pouvoir enregistrer toutes les collisions (la section efficace de diffusion inélastique est de l'ordre de 60 mb [95]), une sélection est effectuée en ligne, via un système de déclenchement divisé en 3 niveaux de complexité croissante, qui vont être succinctement décrits dans la première partie de ce chapitre. La seconde partie illustrera le développement d'outils d'identification des objets physiques dans le détecteur par le système de déclenchement, via l'exemple du travail que j'ai réalisé sur les leptons taus au niveau 3.

4.1 Le système de déclenchement à DØ

Lors de l'arrêt du détecteur au printemps 2006, le système de déclenchement a subi des modifications pour faire face à l'augmentation de la luminosité instantanée [96]. Dans cette partie, nous allons décrire le système de déclenchement tel qu'il est depuis ces changements (Run IIb). Une description du système de déclenchement avant ces modifications (Run IIa) peut être trouvée dans la référence [35].

4.1.1 Le niveau 1

Le niveau 1 du système de déclenchement a pour rôle de sélectionner au plus 1800 événements par seconde parmi les 1,7 millions d'événements produits chaque seconde. Pour cela, les informations brutes de tous les sous-détecteurs, à l'exception du SMT, sont utilisées pour définir des critères de déclenchement, basées sur la reconstruction d'objets de niveau 1. La figure 4.1 décrit l'architecture du système de déclenchement, chaque flèche indiquant la transmission de l'information. Les traces (L1CTT) sont reconstruites à partir des informations du trajectographe à fils scintillants et des détecteurs de pieds de gerbe (CFT, CPS et FPS). Les muons (L1Mu) sont reconstruits en recherchant des coïncidences entre les points d'impact dans les scintillateurs et ceux des chambres à dérive du spectromètre à muons. Les jets de particules (jets) issus de l'hadronisation des quarks et des gluons, les électrons, les photons et les taus, sont reconstruits à partir des informations calorimétriques (L1Cal) [97].

Au niveau 1, le calorimètre est divisé en 2560 tours de déclenchement ("trigger towers"), ensemble semi-projectif de cellules, de dimension 0,2×0,2 dans l'espace $\Delta\eta\times\Delta\phi$. La couverture angulaire est limitée à $|\eta| < 3,2$ et ni le CH, ni les ICD et les MG ne sont utilisés en raison de bruits électroniques trop importants. Un algorithme dit de "fenêtres glissantes" ("Sliding Win-

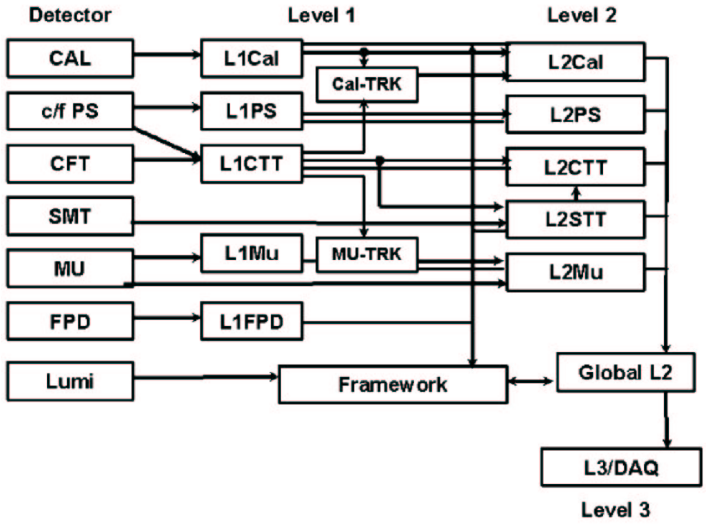


FIG. 4.1 – *Architecture du système de déclenchement du Run IIb.*

dows"), similaire à celui développé pour l'expérience ATLAS [98], est utilisé pour rechercher un ensemble de tours de déclenchement répondant à des critères spécifiques définissant les objets calorimétriques de niveau 1. Le principe de cet algorithme est de maximiser l'énergie transverse dans une fenêtre, constituée de tours de déclenchement contiguës dans le plan $\eta \times \phi$, que l'on déplace dans le calorimètre. La fenêtre est définie par une région d'intérêt ("Region of Interest : ROI") centrale et un anneau de tours de déclenchement qui sont ajoutées à la ROI pour le calcul final de l'énergie transverse de l'objet (voir figure 4.2).

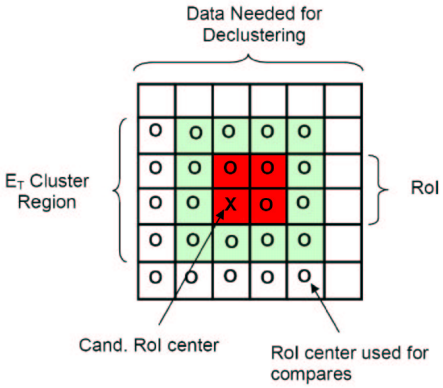
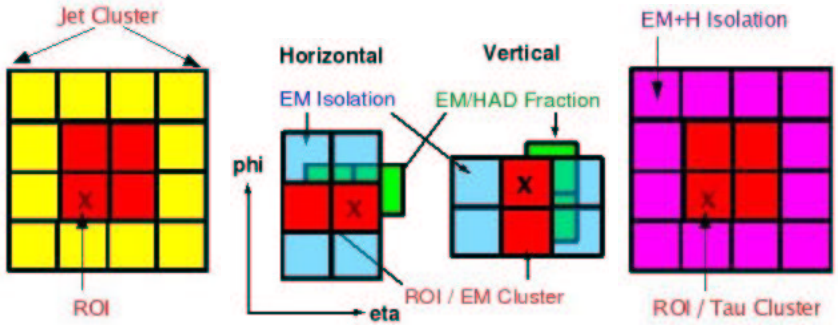


FIG. 4.2 – *Schéma de l'algorithme "fenêtres glissantes" ("Sliding Windows") dans le plan $\eta \times \phi$, avec une région d'intérêt de 2×2 tours (en rouge) et un anneau de largeur 1 tour (en vert). La tour marquée d'une croix est le centre de la ROI. Chaque cercle symbolise le centre d'une ROI utilisée pour déterminer le maximum local.*

Pour reconstruire les différents objets calorimétriques, des fenêtres différentes sont utilisées. Les jets sont reconstruits en utilisant une région d'intérêt de 2×2 tours de déclenchement et un anneau de largeur 1 tour et l'on demande que deux maxima locaux soient séparés d'au moins 3 tours. Les électrons et les photons sont reconstruits avec des fenêtres de 2×1 ou 1×2 tours car ils produisent généralement des gerbes plus fines que les jets. Seule l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique est comptabilisée dans l'énergie totale de ces objets. Des conditions sur l'isolation et la fraction électromagnétique sont également requises. Les taus sont

reconstruits avec une ROI de 2×2 tours sans anneau. L'isolation est estimée par le rapport de l'énergie transverse dans la ROI de 2×2 tours et de l'énergie transverse dans les 4×4 tours, représentées en violet sur la figure 4.3. L'énergie transverse manquante dans le calorimètre (L1MET) est également calculée à partir des tours de déclenchement de plus de 1 GeV [99].



(a) (b) (c)

FIG. 4.3 – *Fenêtres utilisées par l'algorithme "fenêtres glissantes" ("Sliding Windows") pour reconstruire les jets (a), les électrons et les photons (b) et les taus (c).*

4.1.2 Le niveau 2

Le niveau 2 du sytème de déclenchement [100] a pour rôle de sélectionner au plus 850 événements par seconde parmi les événements ayant été sélectionnés par le niveau 1 du système de déclenchement. Les objets physiques (jets, électrons, muons, etc) sont reconstruits au niveau 2 à l'aide d'algorithmes plus élaborés qu'au niveau 1, préprogrammés dans des microprocesseurs. À ce niveau, les corrélations entre les informations fournies par les différents sous-détecteurs peuvent être utilisées pour prendre la décision de déclenchement. Par exemple, les informations issues du SMT sont combinées à celles du CFT, de manière à déclencher sur la présence de vertex déplacés.

Les objets calorimétriques sont identifiés par le L2Cal à partir des dépôts d'énergie dans les tours de déclenchement. L'algorithme [101] calcule l'énergie totale, l'isolation, et la fraction électromagnétique des objets. Les muons (L2Mu) sont reconstruits en construisant des segments dans les plans de chambres à dérive et de scintillateur. Les segments sont associés s'ils appartiennent à un cône de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,3 \times \pi/4$.

4.1.3 Le niveau 3

Le niveau 3 du sytème de déclenchement [102] est l'ultime étape de la sélection en ligne des événements. Environ une centaine d'événements sont sélectionnés en moyenne par seconde et sont enregistrés sur bande magnétique, afin que l'on procède ultérieurement à leur reconstruction hors-ligne pour les analyser. Au niveau 3, la reconstruction et l'identification des objets physiques dans le détecteur sont réalisées en utilisant l'information complète de lecture du détecteur, à l'aide d'algorithmes (en *C++* orienté objet) proches de ceux utilisés lors de la reconstruction hors-ligne des événements, mais contraints de manière à respecter les limitations du temps de calcul imposées par le système d'acquisition.

Les jets sont reconstruits à partir des cellules du calorimètre avec un algorithme de cône de rayon $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0,7$ ou 0,5. Les jets de bruit qui peuvent apparaître dans le CH

et dans le MG sont supprimés en ignorant ces parties du calorimètre pendant la formation des amas calorimétriques à partir des cellules du calorimètre [103]. De nombreuses quantités sont calculées (η, ϕ en tenant compte de la position du vertex primaire, fraction électromagnétique, etc) et peuvent être utilisées dans les différentes définitions de déclenchement mises en place au niveau 3. Plusieurs algorithmes ont été développés pour améliorer l'identification des jets. On dispose, par exemple, de l'algorithme L3FEJets (distinction des jets des électrons), de l'algorithme L1Conf [104, 73] qui permet de confirmer le jet de niveau 3 par la présence d'un jet également au niveau 1 (ce qui est intéressant vu que les voies de lecture du calorimètre sont différentes entre les deux premiers niveaux de déclenchement et le troisième niveau) ou encore d'un algorithme d'identification des jets de b [105]. Les électrons sont définis par un cône de rayon $R = 0,25$ et des conditions sur la fraction électromagnétique, la forme des dépôts calorimétriques et l'éventuelle association avec une trace ou un dépôt dans le détecteur de pieds de gerbe. Les muons sont identifiés à l'aide des chambres à dérive et des scintillateurs du détecteur à muons en reconstruisant des segments de traces à l'intérieur et à l'extérieur du toroïde, puis en associant une trace chargée reconstruite dans le trajectographe afin d'améliorer la mesure de son impulsion. La reconstruction des taus est détaillée dans la section suivante (paragraphe 4.2.1).

Les différents objets identifiés au niveau de sytème de déclenchement permettent de définir des définitions de déclenchement, combinant différents termes de chaque niveau du sytème de déclenchement. L'ensemble des définitions de déclenchement utilisées forment une liste de déclenchement appelée "triggerlist". La liste de déclenchement utilisée en ligne pour l'acquisition des données est amenée à changer régulièrement afin d'améliorer l'efficacité de déclenchement pour un signal donné ou de réduire le taux de déclenchement total pour faire face à l'augmentation de la luminosité instantannée délivrée par le Tevatron. Le Run IIa a ainsi connu une centaine de listes de déclenchement (de v3.00 à v14.93). Le Run IIb a commencé avec la liste v15.00, qui fut donc la première liste de déclenchement à utiliser le système de déclenchement du Run IIb précédement décrit.

4.2 Identification des leptons taus au niveau 3

4.2.1 Reconstruction et identification des leptons taus au niveau 3

La reconstruction des taus hadroniques au niveau 3 débute par l'utilisation d'un algorithme de simple cône dans le calorimètre : la tour la plus énergétique sert de point de départ pour la formation d'un "pré-amas". On recherche alors dans un cône de rayon $R = 0,5$ autour de ce "pré-amas" la tour la plus énergétique. Si cette dernière a une énergie supérieure à 0,5 GeV, elle est ajoutée au "pré-amas" et une nouvelle recherche est effectuée dans le cône centré autour du nouveau barycentre. On réitère le processus jusqu'à ce que toutes les tours de plus de 0,5 GeV soient associées à un "pré-amas", créant ainsi un amas. On notera que comme l'axe du cône change à chaque itération, la largeur d'un "pré-amas" peut être supérieure à R=0,5.
À partir de la liste des amas calorimétriques obtenus et de la liste des traces chargées d'impulsion transverse supérieure à $0,5$ GeV/c reconstruites par le niveau 3 [106], trois algorithmes différents sont disponibles pour reconstruire les taus de niveau 3 [107] :

- L'algorithme appelé "TRACK_BASED" identifie un amas calorimétrique comme un tau hadronique s'il est associé à au moins une trace chargée. L'association des traces est réalisée avec les traces de p_T de plus de 0,5 GeV/c se trouvant dans un cône de rayon R=0,5, par impulsion transverse décroissante. La trace de plus grande impulsion transverse est tout d'abord associée à l'amas électromagnétique. Elle doit être de p_T supérieur à 3 GeV/c. Ensuite, une trace supplémentaire est associée si la masse invariante de ces deux premières traces est inférieure à 1 GeV/c^2. Pour la troisième trace, on demande que la masse invariante des 3 traces soit inférieure à 2 GeV/c^2.

– L'algorithme appelé "CAL_BASED" demande que l'énergie transverse de l'amas calorimétrique soit au moins de 9 GeV et impose des coupures sur la fraction d'énergie transverse déposée dans les deux tours les plus énergétiques (quantité nommée "profile") et la largeur quadratique moyenne dans le plan (η, ϕ) de l'amas calorimétrique pondérée par les fractions d'énergie transverse des n tours qui le compose (appelé "rms").

$$rms = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \frac{(\Delta\phi)^2 E_T^i}{E_T} + \frac{(\Delta\eta)^2 E_T^i}{E_T}} \tag{4.1}$$

– L'algorithme appelé "NN_BASED" utilise un réseau de neurones (NN) pour identifier les taus hadroniques. Il va être décrit en détail ci-dessous, car c'est cet algorithme qui a été choisi pour identifier les taus au niveau 3 du système de déclenchement.

Le réseau de neurones utilisé pour identifier les taus hadroniques (appelé NN "officiel") est basé sur la forme des dépôts calorimétriques des taus, qui sont en moyenne plus collimatés que ceux des jets. Contrairement au réseau de neurones utilisé lors de la reconstruction, décrit au paragraphe 3.1, les traces chargées ne sont pas utilisées. Le réseau de neurones est basé uniquement sur les variables calorimétriques suivantes :

1. **EM12isof :** la fraction d'énergie du candidat tau dans les deux premières couches du calorimètre ;
2. **profile :** la fraction d'énergie transverse déposée dans les deux tours les plus énergétiques ;
3. **rms :** la largeur quadratique moyenne dans le plan (η, ϕ) de l'amas calorimétrique pondérée par les fractions d'énergie transverse des n tours qui la composent ;
4. **isolation :** l'isolation de l'amas calorimétrique, déterminée par l'énergie entre le cône de rayon R=0,3 et le cône de rayon R=0,5, normalisée à l'énergie à l'intérieur du cône de rayon R=0,3 ;
5. **etad :** la pseudorapidité par rapport au centre du détecteur (et non par rapport au vertex primaire), notée η_d. Afin d'obtenir une variable entre 0 et 1, on utilise $(\eta_d + 4)/8$.

Le réseau de neurones utilisé possède une couche cachée de 5 neurones et utilise une sigmoïde comme fonction de sortie. Le réseau de neurones a été entraîné avec des événements simulés par méthode Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$+jets pour le signal et des événements multijets pour le fond. La figure 4.4 présente les distributions des variables d'entrée du réseau de neurones pour des événements Monte Carlo de production du boson de Higgs du modèle standard (m_h=120 GeV/c^2) se désintégrant en deux leptons taus "$h \rightarrow \tau^+\tau^-$" (en rouge) et pour du fond "multijets" (en noir). Les événements de fond sont des données, sélectionnées en demandant le déclenchement de n'importe quelle définition de déclenchement de niveau 1 et 2 et en enregistrant 10% des événements se présentant au niveau 3 ("run spécial"). Les pics à 1 pour les variables isolation (en haut à gauche) et EM12isof (au milieu à droite) sont dus au fait que l'on impose aux variables d'entrée du réseau de neurones d'être comprises entre 0 et 1. Les variables d'entrée utilisées lors de l'entraînement du réseau de neurones ont été prises au niveau reconstruit (cf. paragraphe 3.1) et non au niveau 3 du système de déclenchement. Ce choix peut paraître raisonnable à la vue des faibles différences observées entre les variables au niveau 3 et au niveau reconstruit, présentées figure 4.5 pour des événements Monte Carlo $h \rightarrow \tau^+\tau^-$. La comparaison est réalisée en associant à chaque candidat tau reconstruit le candidat tau de niveau 3 qui lui est spatialement le plus proche ($\Delta R_{min} < 0,3$).

4.2.2 Développement de nouveaux outils d'identification

Afin d'améliorer les performances du système de déclenchement lors de l'identification des leptons taus, il a été décidé de revisiter l'algorithme d'identification des taus en testant de nouvelles

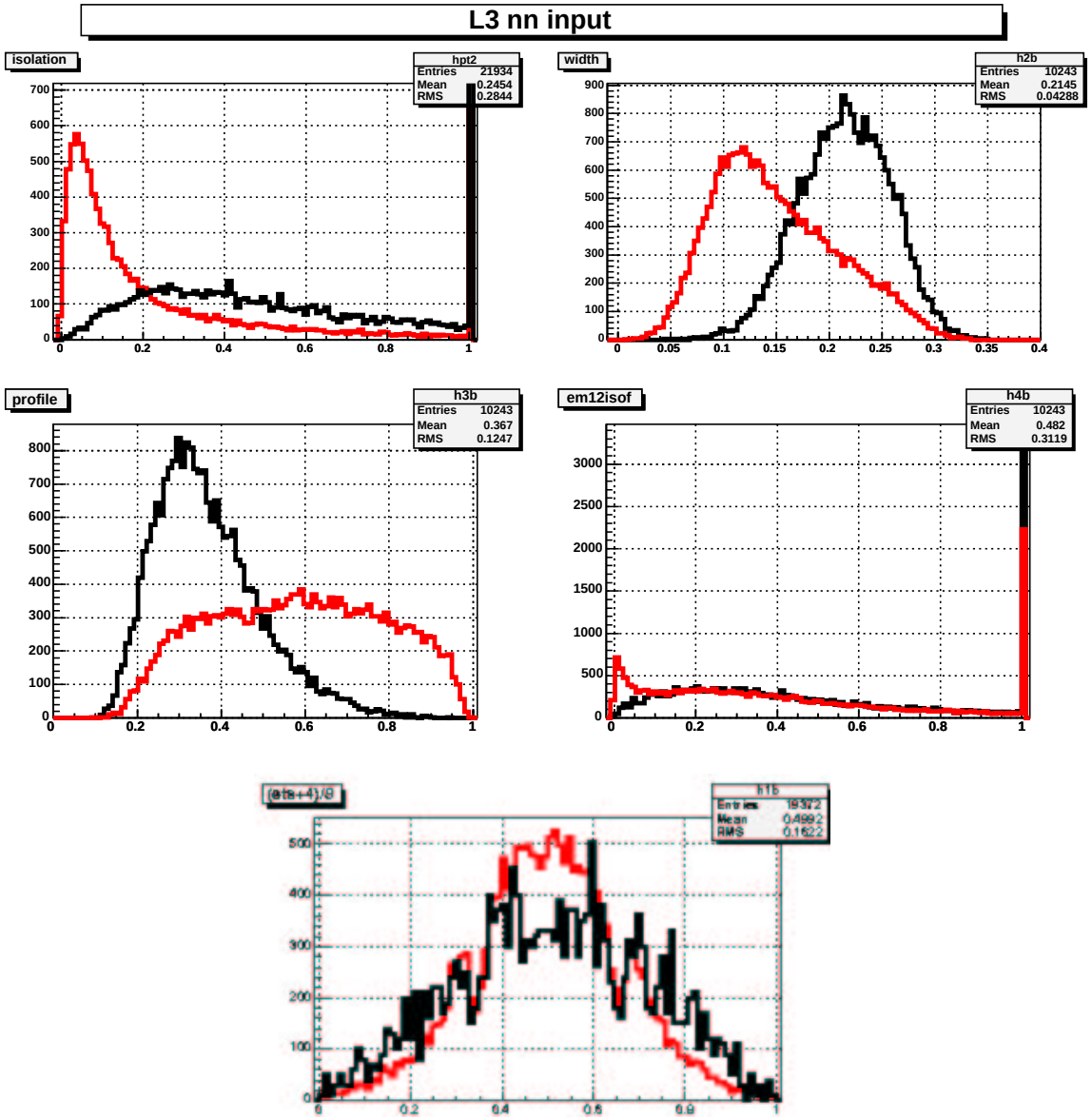


FIG. 4.4 – *Distribution des variables d'entrée du réseau de neurones d'identification des taus hadroniques au niveau 3, pour des événements Monte Carlo* $h \to \tau^+\tau^-$ *(en rouge) et des événements multijets (en noir). Les variables sont respectivement isolation, rms, profile, EM12isof et* $(\eta_d + 4)/8$.

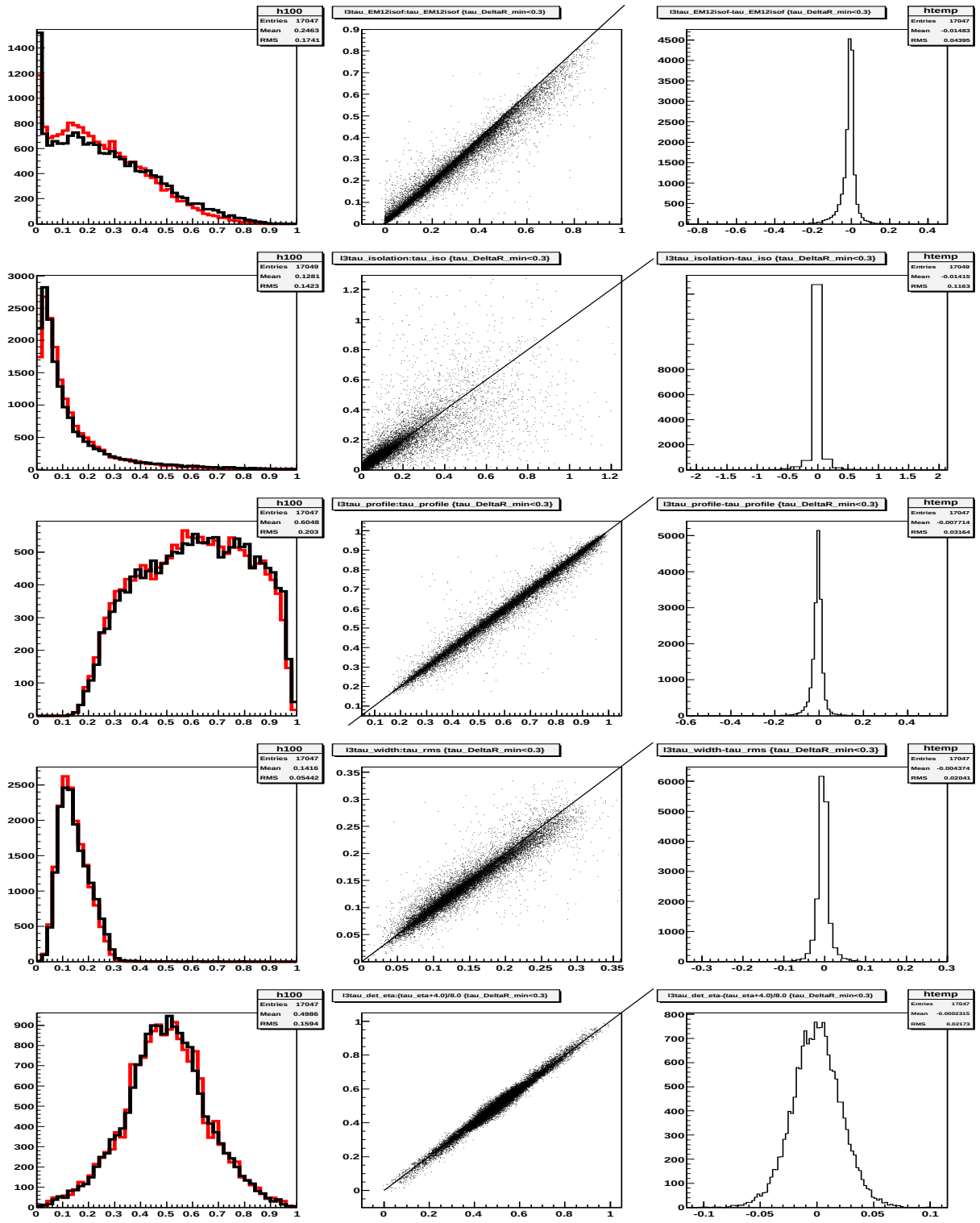


FIG. 4.5 – *Étude des variables entre le niveau 3 et le niveau reconstruit sur des événements Monte Carlo* $h \to \tau^+\tau^-$. *Les différentes lignes correspondent respectivement aux variables EM12isof, isolation, profile, rms et etad. Les distributions sont présentées à gauche, en rouge pour le niveau 3 et en noir pour le niveau reconstruit. Au centre, on trouve les histogrammes 2D niveau 3 vs niveau reconstruit. À droite, les distributions des différences niveau 3 moins niveau reconstruit sont présentées.*

variables d'entrée et en essayant une autre technique multivariable : l'analyse discriminante linéaire (LDA [108]).

Variables d'entrée

En plus des 5 variables décrites au paragraphe précédent, de nouvelles variables calorimétriques ont été testées :

- **fhf :** la fraction d'énergie transverse du candidat tau dans la couche hadronique de granularité fine du calorimètre ;
- **ELayer1 :** l'énergie dans la première couche du calorimètre électromagnétique.

De nouvelles variables, basées sur les variables isolation, profile et rms, mais incluant une dépendance en η_d, ont également été proposées [109] :

- **isolation2 :** si $|\eta_d| > 1.0$ isolation2=isolation$/(1,5*|\eta_d|-0,5)$, sinon isolation2=isolation ;
- **profile2 :** si $|\eta_d| > 1.5$ profile2=profile$*(0,67+0,22|\eta_d|)$, sinon profile2=profile ;
- **rms2 :** rms2=rms$/(1+0,29*|\eta_d|)$.

Les distributions de ces variables incluant une dépendance en η_d, pour des événements Monte Carlo $h \to \tau^+\tau^-$ et multijets, sont disponibles figure 4.6.

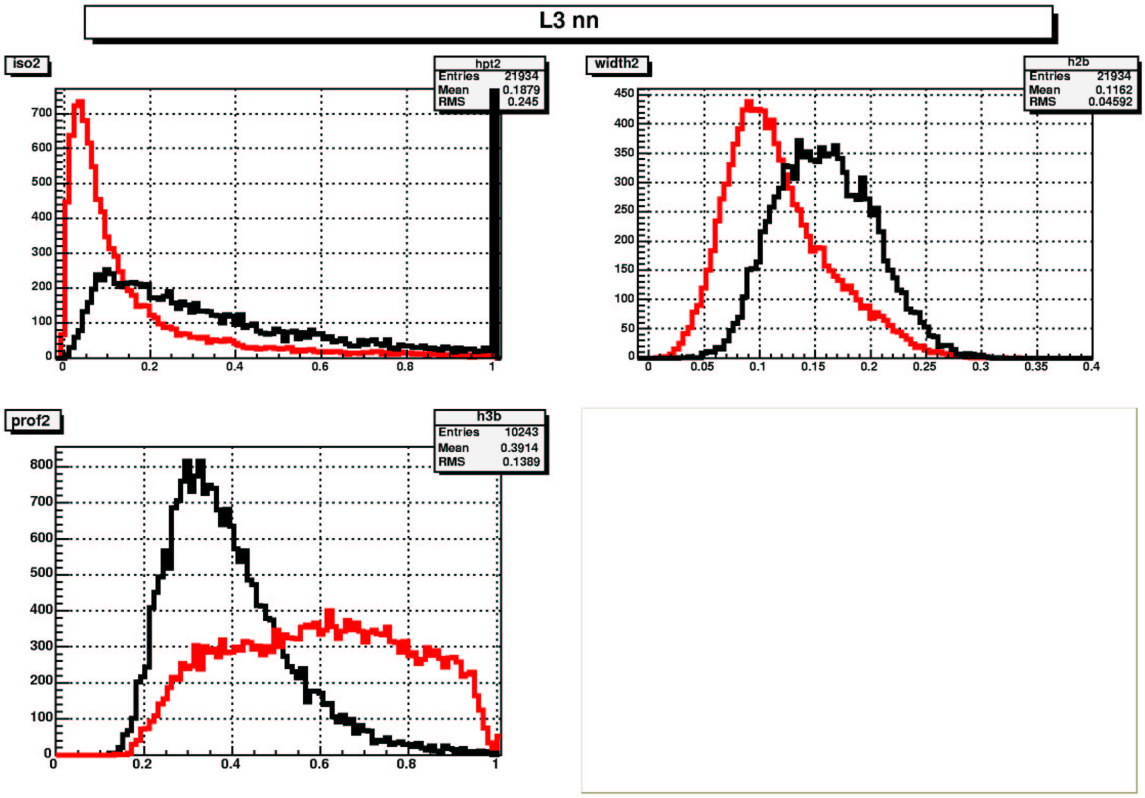


FIG. 4.6 – *Distribution des variables incluant une dépendance en η_d, pour des événements Monte Carlo $h \to \tau^+\tau^-$ (en rouge) et des événements multijets (en noir). Les variables sont respectivement isolation2, rms2 et profile2.*

Un algorithme permettant de classer les variables suivant leur pouvoir discriminant ("stepwise method" [108]) a été utilisé. Les résultats du classement des variables, obtenus avec différents signaux et fonds, sont présentés dans la référence [110]. Il en ressort que les variables les plus discriminantes sont (par pouvoir discriminant décroissant) : rms, profile, iso, fhf et EM12isof.

Comme nous le verrons au paragraphe 3.1, les réseaux de neurones utilisés au niveau reconstruit utilisent également des variables basées sur les traces chargées associées au candidat tau. Une étude a été réalisée au niveau 3 en associant les traces chargées d'impulsion transverse de plus de 3 GeV/c se trouvant dans un cône de rayon R=0,5 autour de l'amas calorimétrique du candidat tau. La distribution du nombre de traces ainsi associées est présentée figure 4.7 (graphe de gauche). On notera qu'environ 35% des candidats taus au niveau 3 n'ont aucune trace associée. Le graphe de droite présente la réjection en fonction de l'efficacité en coupant sur le réseau de neurones officiel, sans condition (courbe noire) et en demandant au moins une trace associée (courbe rouge). La réjection est calculée sur les événements multijets (données "run spécial") et est définie par le quotient suivant :

$$\text{réjection} = \frac{Nbg^{tot} - Nbg}{Nbg^{tot}} \tag{4.2}$$

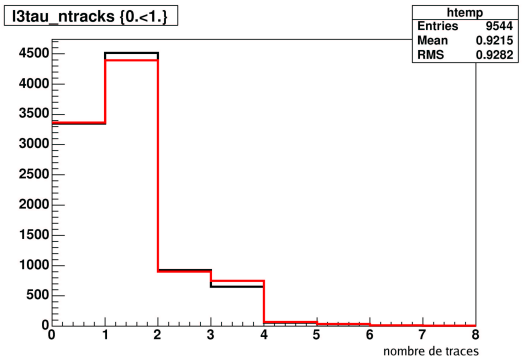
où Nbg représente le nombre de taus de niveau 3 n'étant pas associé spatialement à un tau reconstruit ayant la sortie du réseau de neurones du niveau reconstruit supérieure à 0,8 ($\Delta R > 0,5$) et passant la coupure sur le réseau de neurones de niveau 3, et Nbg^{tot} le nombre total de tau de niveau 3 n'étant pas associé spatialement à un tau reconstruit ayant la sortie du réseau de neurones du niveau reconstruit supérieure à 0,8.
L'efficacité d'identification des taus passant une coupure donnée sur la sortie du NN est calculée sur des événements Monte Carlo $h \to \tau^+\tau^-$ en effectuant une association spatiale entre le tau hadronique engendré (MCtruth) et le candidat tau de niveau 3 :

$$\text{efficacité} = \frac{\text{nbre de taus de niveau 3 avec } \Delta R(MCtruth, L3) < 0,5 \text{ passant la coupure sur le NN}}{\text{nbre de taus hadroniques engendrés}} \tag{4.3}$$

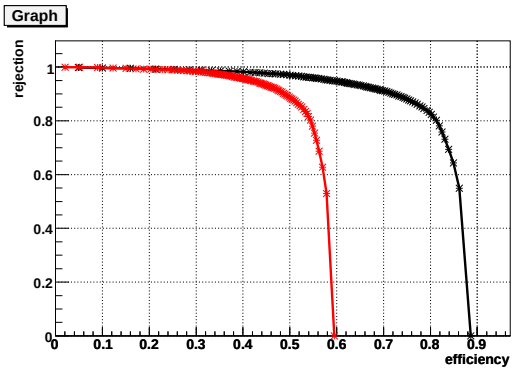
Les résultats obtenus montrent que demander une trace chargée associée au candidat tau au niveau 3 ne permet pas de réduire le nombre de fond sélectionné pour une efficacité donnée.

Comparaison de l'usage de techniques multivariables

Une quinzaine de réseaux de neurones différents ont été entraînés en utilisant entre 3 et 5 variables d'entrée, prises parmi les diverses variables calorimétriques présentées précédemment. L'entraînement a été réalisé en utilisant des événements Monte Carlo $Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$+jets pour le signal. Le bruit de fond est obtenu dans les données multijets en considérant les candidats tau dos-à-dos avec un muon anti-isolé (on inverse les coupures d'isolation du muon) ou avec un muon isolé de même charge que le candidat tau. Les différents réseaux de neurones ainsi obtenus ont été comparés entre eux à l'aide de courbes efficacité-réjection. Les variables d'entrée des deux réseaux de neurones les plus performants (appelés 3NN et 4NN3) sont présentées dans le tableau 4.1.
Au niveau reconstruit, les taus hadroniques sont séparés en 3 types distincts suivant leurs caractéristiques (cf. paragraphe 3.1). Il a été décidé d'entraîner 3 réseaux de neurones (appelés 5NN_1, 5NN_2 et 5NN_3) utilisant les mêmes variables d'entrée que le réseau de neurones officiel, mais en utilisant comme signal d'entraînement uniquement des taus reconstruits d'un type donné, afin d'obtenir un réseaux de neurones dédié à chaque type de tau.
En plus de l'utilisation de réseau de neurones, des combinaisons linéaires des variables d'entrée ont été également testées. Les combinaisons ont été déterminées à l'aide d'une analyse discriminante linéaire, en utilisant des événements Monte Carlo $h \to \tau^+\tau^-$ (m_h=120 GeV/c^2) pour le signal et des données multijets ("run spécial") pour le fond. Les variables utilisées par les deux combinaisons les plus performantes sont présentées dans le tableau 4.1.



(a) Distribution du nombre de traces L3 associées au candidat tau dans des événements Monte Carlo $h \rightarrow \tau^+\tau^-$. La courbe noire a été réalisée avec une ancienne version de l'algorithme de reconstruction des traces (GlobalTracker), la courbe rouge utilise la dernière version (CFTTracker).



(b) L'efficacité en fonction de la réjection, obtenue en faisant varier la coupure sur le réseau de neurones officiel, est représentée par la courbe noire. Les résultats obtenus en demandant de manière additionnelle la présence d'au moins une trace associée au candidat tau est représentée par la courbe rouge. L'efficacité est calculée avec des événements Monte Carlo $h \rightarrow \tau^+\tau^-$, la réjection en utilisant des données.

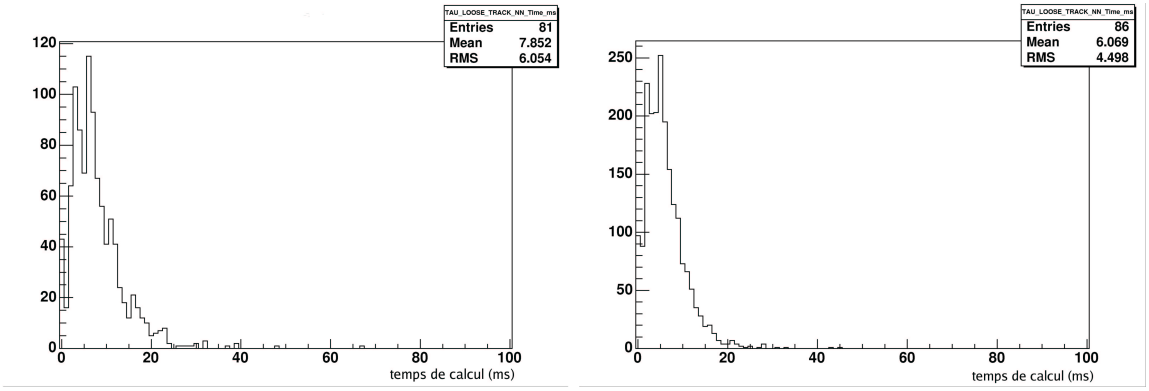
FIG. 4.7 – *Étude de l'utilisation des traces associées au candidat tau au niveau 3.*

Les réseaux de neurones et les combinaisons linéaires présentés dans le tableau 4.1 ont été implémentés dans le code de reconstruction du niveau 3 du système de déclenchement. Le temps CPU nécessaire pour le calcul de ces divers identificateurs est négligeable par rapport au temps de reconstruction des candidats taus, prenant en moyenne environ 7 ms, comme on peut le voir figure 4.8.

Les performances de ces divers réseaux de neurones et combinaisons linéaires ont été comparées en calculant l'efficacité de sélection du signal en fonction du taux de déclenchement de différentes définitions de déclenchement basées sur la présence d'un lepton tau hadronique. L'efficacité a été estimée sur des événements Monte Carlo $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ (m_h=120 GeV/c^2) en utilisant l'équation 4.3. Le taux de déclenchement a été mesuré dans les données pour 8 définitions de déclenchement basées sur la présence d'un ou de deux leptons taus hadroniques de la liste de déclenchement v15, à l'aide du logiciel nommé `trigger_rate_tool` (TRT) [111]. Le fonctionnement de ce logiciel est

Nom	nombre de variables	variables	type de tau (signal)
officiel	5	iso, EM12isof, prof, width, etad	tous types
3NN	3	iso, prof, rms	tous types
4NN3	4	iso2, EM12isof, prof2, rms2	tous types
5NN_1	5	iso, EM12isof, prof, width, etad	type 1
5NN_2	5	iso, EM12isof, prof, width, etad	type 2
5NN_3	5	iso, EM12isof, prof, width, etad	type 3
LDA3	5	rms, ELayer1, prof, fhf, EM12isof	tous types
LDA_new	6	rms, fhf, prof, EM12isof, iso, deta	tous types

TAB. 4.1 – *Présentation des différents réseaux de neurones et combinaisons linéaires d'identification des taus sélectionnés au niveau 3.*



(a) réseau de neurones officiel uniquement

(b) 7 réseaux de neurones et 2 combinaisons linéaires

FIG. 4.8 – *Temps CPU consommé par l'algorithme de reconstruction et d'identification des taus hadronique au niveau 3 du système de déclenchement.*

décrit dans le paragraphe 5.2.2. Le taux de déclenchement donné est estimé pour une luminosité instantanée de $300\times10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, en demandant les deux premiers niveaux des définitions de déclenchement considérées. Aucune condition n'est requise au niveau 3, exceptée une coupure sur le réseau de neurones ou la combinaison linéaire étudiée que l'on fait varier. La figure 4.9 présente les résultats pour une définition de déclenchement particulière, nommée 2TAU3, qui demande au moins deux taus et deux traces chargées au niveau 1 et un tau et deux traces chargées au niveau 2. Les résultats pour toutes les définitions de déclenchement étudiées peuvent être trouvés dans la référence [112] et sont similaires à ceux présentés ici. Les performances des différents réseaux de neurones et combinaisons linéaires étudiés sont trouvées comparables pour l'ensemble des définitions utilisées.

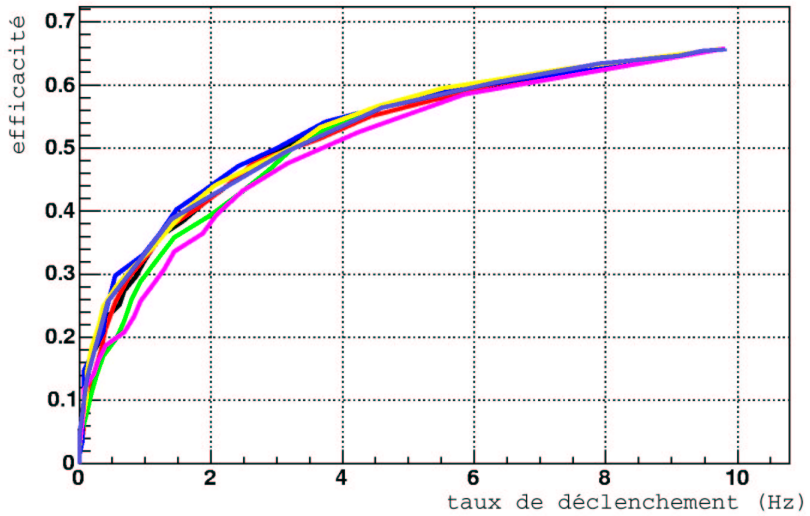


FIG. 4.9 – *Efficacité en fonction du taux de déclenchement (en Hz) pour la définition de déclenchement 2TAU3. Les courbes noire, rouge, verte, bleue, jaune et rose correspondent respectivement à l'utilisation du réseau de neurones officiel, 3NN, 5NN_1, 5NN_2, 5NN_3 et 4NN3. La courbe bleu foncé correspond à la combinaison linéaire LDA3.*

4.2.3 Conclusion

L'identification des leptons taus au niveau 3 du système de déclenchement est réalisée à l'aide d'un réseau de neurones utilisant des variables purement calorimétriques. Les études réalisées pour améliorer l'identification des taus, en testant l'utilisation de nouvelles variables calorimétriques, en associant des traces chargées, ou en utilisant des LDAs, ont permis de montrer la robustesse du réseau de neurones utilisé. Les réseaux de neurones et les LDAs les plus performants développés dans cette étude ont été implémentés dans le code de reconstruction du niveau 3 du système de déclenchement et sont disponibles pour la conception de nouvelles définitions de déclenchement faisant intervenir un lepton tau. Une combinaison des différents identificateurs, en particulier des réseaux de neurones entraînés spécifiquement pour un type de tau donné, pourrait peut-être permettre d'obtenir une meilleure efficacité, par rapport à l'utilisation du réseau de neurones officiel, pour le taux de déclenchement désiré.

Chapitre 5

Conception et tests de déclenchements "jets $+\not\!\!E_T$" de niveau 3

La conception des déclenchements va être illustrée dans ce chapitre avec l'exemple du niveau 3 du système de déclenchement "jets $+\not\!\!E_T$". Ces définitions de déclenchement correspondent aux topologies comprenant un ou des jet(s) de particules et de l'énergie transverse manquante, et sont utilisées pour la recherche du boson de Higgs ainsi que pour des recherches de nouvelle physique, comme les dimensions supplémentaires ou la supersymétrie.
Les motivations d'un système de déclenchement "jets $+\not\!\!E_T$" sont décrites dans le paragraphe 5.1, avec une brève description des signaux recherchés et des définitions de déclenchement utilisées au début du Run IIb. Ensuite, la conception du niveau 3 des déclenchements "jets $+\not\!\!E_T$", partie intégrante de cette thèse, est présentée, avec une description des méthodes employées pour déterminer les efficacités et les taux de déclenchement des différents déclenchements dans le paragraphe 5.2 et la présentation de la conception proprement dite et des vérifications réalisées, dans le paragraphe 5.3.

5.1 Système de déclenchement "jets $+\not\!\!E_T$"

5.1.1 Motivations

Beaucoup de modèles proposés au-delà du modèle standard prédisent l'existence de nouvelles particules. Si ces particules s'avèrent instables, elles peuvent se désintégrer en des particules hadroniques connues et détectables ou en des particules non détectables avec le détecteur DØ, comme les neutralinos dans les modèles SUSY. Cela peut engendrer des états finals avec des jets de particules et de l'énergie transverse manquante. Des déclenchements dédiés à de telles topologies sont utilisés lors de l'acquisition des données par le détecteur DØ.
Cinq signaux correspondant aux différentes topologies "jets $+\not\!\!E_T$" ont été l'objet d'analyses par la collaboration DØ et ont été utilisés pour la conception des définitions de déclenchement "jets $+\not\!\!E_T$" :

- la production d'une paire de sbottoms se désintégrant en un quark b et un neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, avec m($\tilde{b}$)=120 GeV/c^2, m($\tilde{\chi}_1^0$)=80 GeV/c^2. Un point du plan (m($\tilde{b}$), m($\tilde{\chi}_1^0$)) avec un Δm($\tilde{b}$, $\tilde{\chi}_1^0$) petit a été choisi, car c'est une région du plan qui n'a pas encore été exclue par les analyses publiées jusqu'à présent, principalement en raison des difficultés de déclenchement. Ce signal consiste en deux jets de particules et de l'énergie transverse manquante, avec des jets de relativement petit p_T (cf. figure 5.2). Une recherche de sbottoms a été réalisée au Run IIa [113] ;

- La production d'un boson de Higgs "standard" ayant une masse de 115 GeV/c^2 et se désintégrant en une paire de quarks b, associée avec un Z se désintégrant en deux neutrinos. Cette production comprend deux jets de particules et de l'énergie transverse manquante, avec des jets de relativement bas p_T (cf. figure 5.2). Une recherche a été réalisée au Run IIa avec 260 pb^{-1} [114]. Dans toute la suite, ce signal sera nommé "HZ" ;

- La production d'une paire de squarks avec les paramètres mSUGRA suivants : m_0=25 GeV/c^2, $m_{1/2}$=140 GeV/c^2, A_0=0 GeV/c^2, μ >0, tan β=3. C'est un autre signal avec deux jets de particules, mais de plus grand p_T ;

- La production d'une paire de gluinos avec les paramètres mSUGRA suivants : m_0=500 GeV/c^2, $m_{1/2}$=90 GeV/c^2, A_0=0 GeV/c^2, μ >0, tan β=3. Ce signal consiste en 3 jets de particules de grand p_T et de l'énergie transverse manquante. Une recherche de squarks et gluinos a été réalisée au Run IIa [115] ;

- Un signal de dimensions supplémentaires avec le nombre de dimensions supplémentaires N fixé à 4 et l'échelle fondamentale de Planck M fixée à 800 GeV/c^2. Un tel modèle basé sur l'existence de larges dimensions supplémentaires permet de résoudre le problème de hiérarchie et prédit la production d'un jet de particules associé avec un graviton "invisible" [116]. Un tel signal mène à un jet de particules de grand p_T avec de l'énergie transverse manquante. Une recherche de dimensions supplémentaires a été réalisée au Run IIa [117].

Les figures 5.1 et 5.2 montrent quelques variables reconstruites usuelles (le nombre de jets de particules, l'énergie transverse manquante, l'impulsion transverse des jet de particules de plus grand p_T).

Pour tous ces signaux, des événements Monte Carlo ont été engendrés avec le logiciel `PYTHIA` [119], avec l'ajout d'événements dits sans biais correspondant au profil de luminosité moyen des données du Run IIa (cf. section 2.3).

5.1.2 Les définitions de déclenchement "jets+$\not\!\!E_T$" au début du Run IIb

La liste de déclenchement v15.00 a été conçue pour gérer l'accroissement de la luminosité instantanée de la période RunIIb. Dans cette liste de déclenchement, utilisée au tout début du Run IIb, 3 déclenchements "jets+$\not\!\!E_T$" dédiés aux différents signaux décrits précédemment (cf. paragraphe 5.1.1) ont été mis en place :

- un déclenchement dédié à la topologie 1 jet de particules et de l'énergie transverse manquante (extra-dimension), que l'on nommera "monojet" ;
- un déclenchement dédié à la topologie 2 jets de particules et de l'énergie transverse manquante (HZ, sbottom, squarks), que l'on nommera "dijet" ;
- un déclenchement dédié à la topologie 3 jets de particules et de l'énergie transverse manquante (gluinos), que l'on nommera "multijets".

La référence [120] relate la conception des deux premiers niveaux de ces différents déclenchements. Au niveau 1, la définition de déclenchement "dijet" contient un OU avec le niveau 1 du déclenchement "monojet", ainsi qu'avec celui du déclenchement "multijets". Ces OU jouent un rôle crucial pour maintenir les efficacités à des valeurs raisonnables à haute luminosité instantanée. Dans la liste de déclenchement v15.00, les niveaux 3 de déclenchement sont les mêmes que ceux de la liste de déclenchement v14 (Run IIa) qui contient seulement deux définitions de déclenchement "jets +$\not\!\!E_T$" : une pour les topologies "monojet" et "dijet" et une pour la topologie

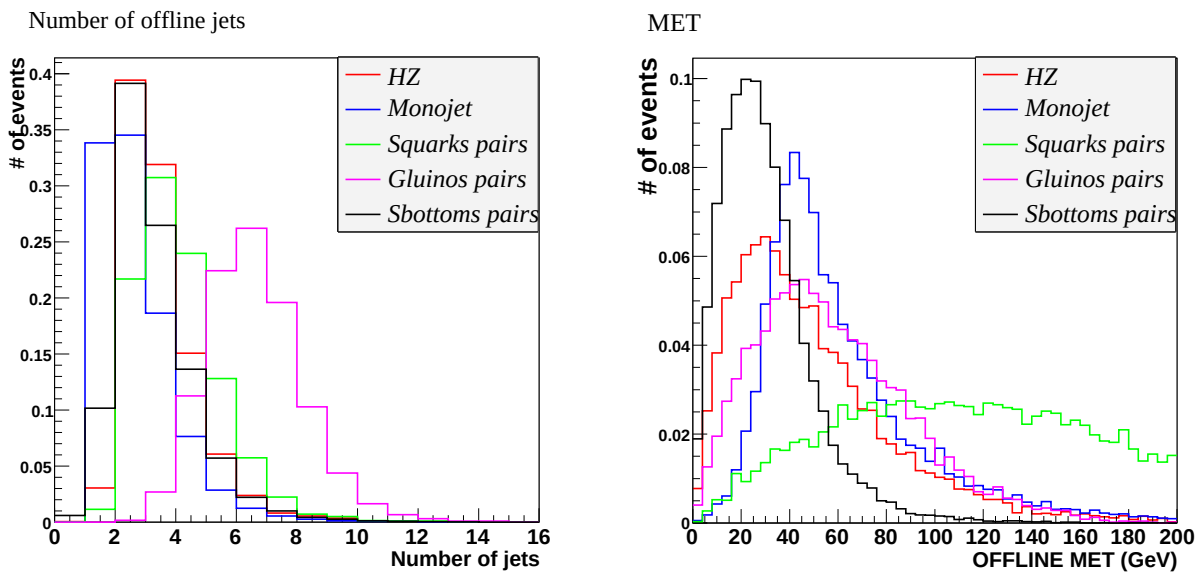


FIG. 5.1 – *Distributions du nombre de jets de particules (à gauche) et de l'énergie transverse manquante au niveau reconstruit (à droite) pour l'ensemble des signaux décrits au paragraphe 5.1.1. La définition de l'énergie transverse manquante au niveau reconstruit est donnée au paragraphe 3.1.*

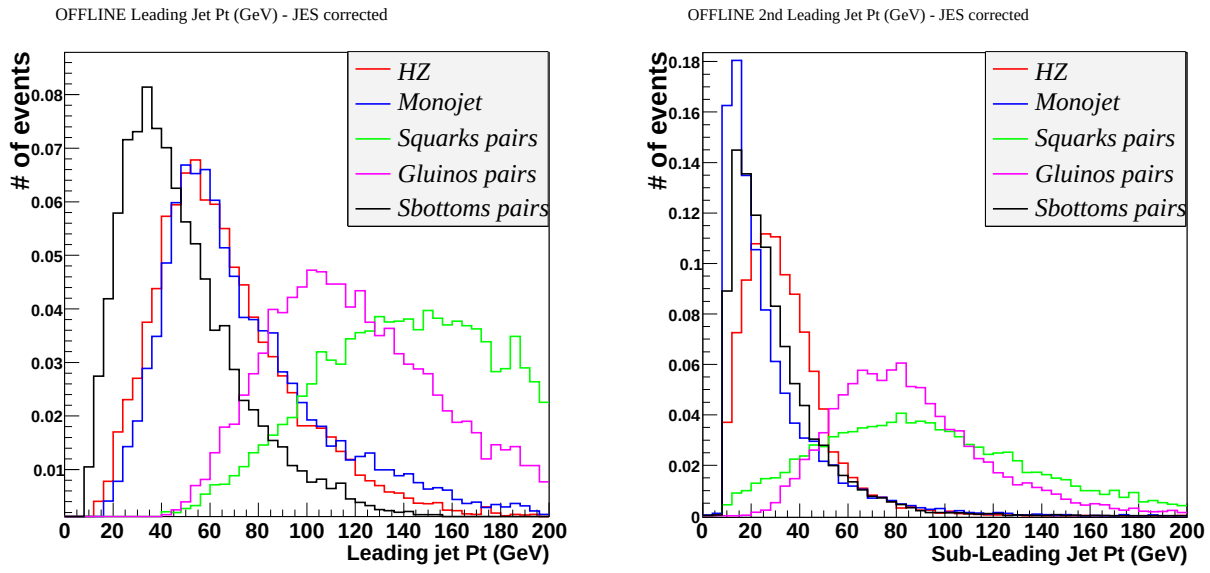


FIG. 5.2 – *Distributions du jet de particules de plus grand p_T (à gauche) et du suivant (à droite) pour l'ensemble des signaux décrits au paragraphe 5.1.1, après les corrections sur l'échelle d'énergie des jets de particules.*

"multijets". Ces niveaux 3 ont été conçus pour une luminosité instantannée de $150\times10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, alors que les définitions de déclenchement dont la conception est présentée dans la suite de ce chapitre sont prévues pour faire face à une luminosité de $300\times10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

5.2 Estimation des performances du déclenchement "jets $+\not\!\!E_T$"

5.2.1 Efficacités

Définitions des efficacités

Dans cette étude, nous définissons les efficacités relatives et absolues du déclenchement :
- Les efficacités absolues pour un niveau de déclenchement donné sont le nombre d'événements qui passent les conditions du niveau de déclenchement considéré, ainsi que les conditions des niveaux précédents, divisé par le nombre d'événements générés total $Ngen$;
- Les efficacités de déclenchement relatives sont calculées en demandant en plus des conditions sur les différents niveaux de déclenchement, le passage des coupures de pré-sélection au niveau reconstruit (hors-ligne). $Ngen$ est alors remplacé par le nombre d'événements engendrés qui passent la sélection au niveau reconstruit.

Les coupures de pré-sélection au niveau reconstruit pour les différents signaux ont été prises directement dans les analyses publiées ou discutées avec les analyseurs :

- Analyse sbottom :
  - $|\eta(jet1)| < 2,5$, $|\eta(jet2)| < 2,5$
  - p_T(jet1) > 40 GeV/c, p_T(jet2) > 15 GeV/c, $\not\!\!E_T > 60$ GeV
  - $\Delta\phi(jet1, jet2) < 165$, $\Delta\phi_{min}(jets, \not\!\!E_T) > 30$

- Analyse HZ :
  - $|\eta(jet1)| < 2,5$, $|\eta(jet2)| < 2,5$
  - p_T(jet1) > 20 GeV/c, p_T(jet2) > 20 GeV/c
  - $\not\!\!E_T > 40$ GeV, $\not\!\!H_T > 40$ GeV
  - $\Delta\phi(jet1, jet2) < 165$, $\Delta\phi_{min}(jets, \not\!\!E_T) > 30$

- Analyse squarks :
  - p_T(jet1) > 60 GeV/c, p_T(jet2) > 40 GeV/c, $\not\!\!E_T > 60$ GeV
  - $\Delta\phi(jet1, jet2) < 165$, $\Delta\phi_{min}(jets, \not\!\!E_T) > 30$

- Analyse gluinos :
  - p_T(jet1) > 60 GeV/c, p_T(jet2) > 40 GeV/c, p_T(jet3) > 30 GeV/c
  - $\not\!\!E_T > 75$ GeV, HT > 225 GeV

- Analyse extra-dimension :
  - $|\eta(jet1)| < 1,0$
  - p_T(jet1) > 100 GeV/c, $\not\!\!E_T > 60$ GeV

Pour toutes ces coupures, l'échelle d'énergie préliminaire[1] des jets de particules p17 [118] est appliquée et propagée à l'énergie transverse manquante.

[1] Lors de la réalisation de cette étude, les corrections de l'échelle d'énergie n'étaient pas encore finales et certifiées.

Vérifications des niveaux 1 et 2

Entre l'étude qui a conçu les niveaux 1 et 2 des déclenchements "jets $+\not\!\!E_T$" [120] et cette étude, les versions des logiciels utilisés ont changé [121]. Ces nouvelles versions permettent d'obtenir une simulation plus réaliste de la chaîne de déclenchement (versions mises à jour de `d0trigsim` [122] et `l1cal2b_sliding_windows` [123]) et du détecteur (Monte Carlo p17 au lieu de p14 [124]). La première partie du travail a consisté à comparer les efficacités obtenues avec ces nouvelles versions de logiciel et celles obtenues dans la référence [120].

En raison du nombre restreint de seuils programmables, il y a eu quelques changements au niveau 1 du système de déclenchement entre la conception des définitions de déclenchement et ce qui a été mis en ligne. Les termes suivants ont subi quelques changements :

- `ACOKILL` : un événement passe ce terme si toutes les paires de jets de particules qui passent certaines conditions sur l'E_T ne sont pas dos-à-dos en ϕ.
- `CSWMET(X)` : ce terme déclenche l'enregistrement si un événement possède une énergie transverse manquante de niveau 1 supérieure à X GeV (pour plus de détails sur le calcul de l'énergie transverse manquante au niveau 1, se référer à [125]).

Les définitions de déclenchement ont été conçues avec :

- un calcul du terme `ACOKILL` avec les jets de particules qui ont $5 < E_T < 20$ GeV,
- une coupure sur l'énergie transverse manquante de niveau 1 à 25 GeV.

Mais les seuils dans le micro-logiciel du calorimètre ont été changés. Le déclenchement en ligne est réalisé avec :

- un calcul du terme `ACOKILL` avec les jets de particules qui ont $8 < E_T < 20$ GeV,
- une coupure sur l'énergie transverse manquante de niveau 1 à 24 GeV.

Les efficacités du niveau 1 des déclenchements "monojet" et "multijets" sont présentés dans le tableau 5.1. Les efficacités ont été calculées avec les seuils utilisés lors de la conception des définitions de déclenchement (colonnes *conception*), ainsi qu'avec les seuils utilisés dans le système de déclenchement (colonnes *en ligne*). Il y a un bon accord entre les prédictions réalisées lors de la conception et les résultats trouvés dans cette étude.
Les résultats pour le signal "dijet" sont présentés dans les tableaux 5.2 et 5.3. Une grande perte d'efficacité (jusqu'à 20% en efficacité absolue) est observée pour les signaux Higgs, sbottoms[2] et squarks. Ceci est principalement dû à la version de l'algorithme sliding_windows utilisée et en particulier au calcul de l'énergie transverse manquante au niveau 1 qui a été corrigée par rapport à la version utilisée lors de la conception des définitions de déclenchement [99]. Toutefois, après les coupures de pré-sélection du niveau reconstruit et grâce aux OU des différentes définitions de déclenchement, l'efficacité du niveau 1 est légèrement meilleure (entre 1% et 2%) que celle obtenue lors de la conception.

Les résultats obtenus pour le niveau 2 de déclenchement, après avoir demandé tous les termes de niveau 1, sont présentés dans les tableaux 5.4 et 5.5. Les efficacités relatives obtenues sont supérieures à 94% pour toutes les définitions de déclenchement. Les valeurs obtenues sont en accord avec celles estimées lors de la conception de ces déclenchements.

5.2.2 Taux de déclenchement

Estimation des taux de déclenchement

Les taux de déclenchement des différents déclenchements sont estimés à l'aide du logiciel nommé `trigger_rate_tool` (TRT) [111] que l'on utilise sur un run dévolu à cette mesure. En effet,

[2] Pour ces vérifications, un signal sbottom similaire à celui utilisé pour la conception des niveau 1 et 2 a été engendré : m($\tilde{b}$)=155 GeV/c^2, m($\tilde{\chi}_1^0$)=75 GeV/c^2.

	Monojet			Gluinos		
	DØNote 5120 *conception*	cette étude *conception*	cette étude *en ligne*	DØNote 5120 *conception*	cette étude *conception*	cette étude *en ligne*
MONOJET	81,9 ± 0,5	81,0 ± 0,4	81,6 ± 0,4	-	-	-
MULTIJETS	-	-	-	98,9 ± 0,1	99,1 ± 0,1	99,1 ± 0,1
MONOJET	98,9 ± 0,2	99,5 ± 0,2	99,5 ± 0,2	-	-	-
MULTIJETS	-	-	-	99,8 ± 0,1	99,8 ± 0,1	99,8 ± 0,1

TAB. 5.1 – *Comparaison entre les efficacités de niveau 1 (en %) estimées lors de la conception des deux premiers niveaux de déclenchement et les résultats de cette étude pour les signaux "monojet" et "multijets". Les colonnes étiquetées "conception" correspondent aux efficacités calculées avec les seuils utilisés lors de la conception des définitions de déclenchement. Les colonnes étiquetées "en ligne" correspondent aux efficacités calculées avec les seuils utilisés dans le système de déclenchement. Les deux premières lignes sont les efficacités absolues et les deux dernières les efficacités relatives.*

	HZ			Sbottoms		
	DØNote 5120 *conception*	cette étude *conception*	cette étude *en ligne*	DØNote 5120 *conception*	cette étude *conception*	cette étude *en ligne*
DIJET	64,7±0,3	47,7±0,5	60,9±0,5	71,7±0,8	55,8±0,5	69,3±0,5
DIJET OU	-	74,7±0,5	75,9±0,5	-	82,5±0,4	83,8±0,4
DIJET	87,7±0,3	73,5±0,8	89,3±0,5	89,2±0,9	77,9±0,7	93,2±0,4
DIJET OU	92±0,3	93,7±0,4	94,6±0,4	97,2±0,5	98,1±0,2	98,6±0,2

TAB. 5.2 – *Comparaison entre les efficacités de niveau 1 (en %) lors de la conception des deux premiers niveaux de déclenchement et les résultats de cette étude (avec les seuils conception et en ligne) pour les signaux "dijet" HZ et Sbottoms. Les deux premières lignes sont les efficacités absolues et les deux dernières les efficacités relatives. Les lignes nommées DIJET se réfèrent aux termes purement "dijet" des définitions de déclenchement. DIJET OU ajoute à ces termes purement "dijet" le OU du niveau 1.*

	Squarks		
	DØNote 5120 *conception*	cette étude *conception*	cette étude *en ligne*
DIJET	92,0±0,4	77,7±0,4	90,6±0,3
DIJET OU	-	98,7±0,1	98,8±0,1
DIJET	96,5±0,3	85,4±0,5	97,0±0,2
DIJET OU	98,7±0,2	99,8±0,1	99,9±0,1

TAB. 5.3 – *Comparaison entre les efficacités de niveau 1 (en %) lors de la conception des deux premiers niveaux de déclenchement et les résultats de cette étude (avec les seuils conception et en ligne) pour le signal "dijet" Squarks. Les deux premières lignes sont les efficacités absolues et les deux dernières les efficacités relatives. Les lignes nommées DIJET se réfèrent aux termes purement "dijet" des définitions de déclenchement. DIJET OU ajoute à ces termes purement "dijet" le OU du niveau 1.*

	HZ		Sbottoms		Squarks	
	cette étude	Note 5120	cette étude	Note 5120	cette étude	Note 5120
Efficacités absolues	68,1±0,5	66,6±0,3	74,3±0,5	73,7±0,8	90,±0,3	95,2±0,3
Efficacités relatives	94,2±0,4	90,6±0,3	98,6±0,2	95,3±0,6	99,4±0,1	98,6±0,2

TAB. 5.4 – *Comparaison entre les efficacités du niveau 2 (en %) obtenues et celle de la conception (D0Note 5120) pour le signal "dijet".*

	Monojet		Gluinos	
	cette étude	Note 5120	cette étude	Note 5120
Efficacités absolues	79,3±0,4	78,9±0,5	96,7±0,2	96,7±0,2
Efficacités relatives	99,4±0,2	98,3±0,3	99,3±0,1	98,4±0,2

TAB. 5.5 – *Comparaison entre les efficacités du niveau 2 (en %) obtenues et celle de la conception (D0Note 5120) pour les signaux "monojet" et "multijets".*

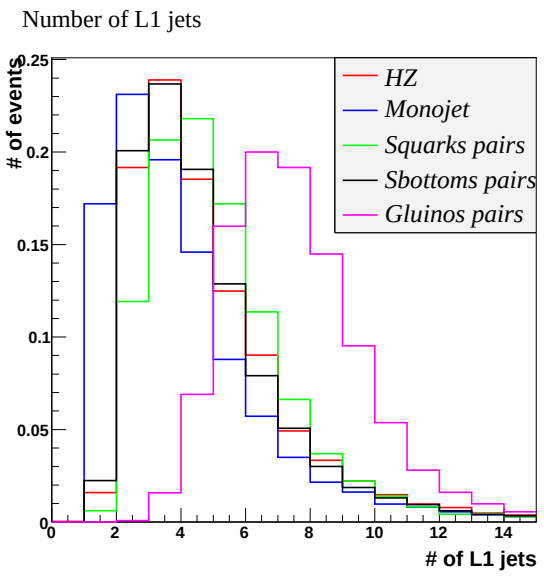


FIG. 5.3 – *Distribution du nombre de jets de particules de niveau 1 pour tous les signaux étudiés.*

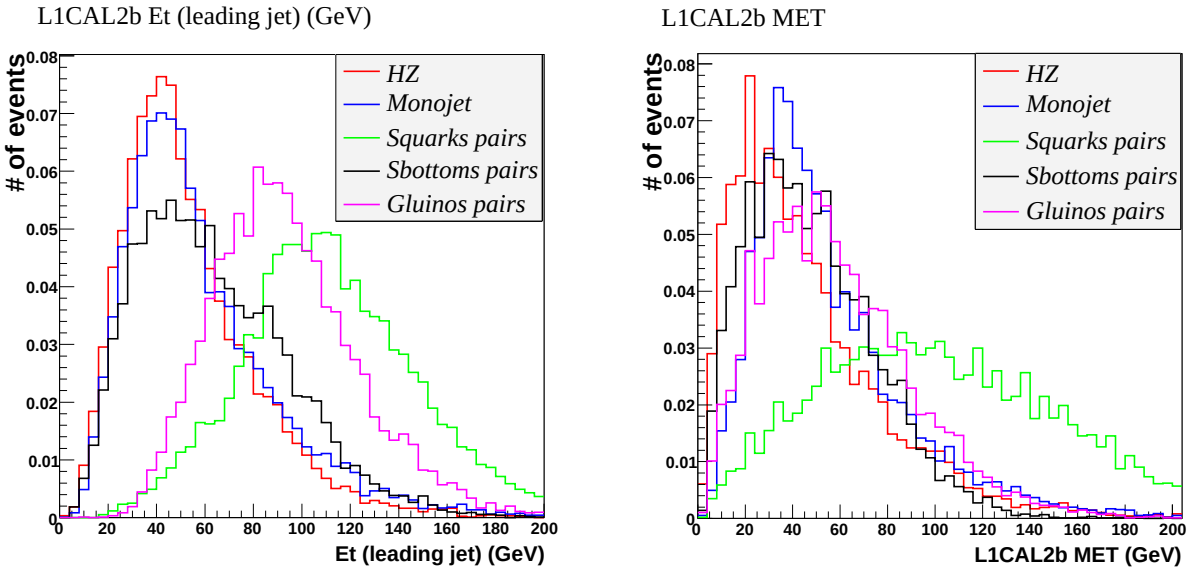


FIG. 5.4 – *Distribution de l'énergie transverse du jet de particules de plus grand p_T (à gauche) et de l'énergie transverse manquante de niveau 1 (à droite) pour tous les signaux étudiés.*

pour pouvoir estimer l'effet sur les taux de déclenchement de la suppression d'un terme ou de la diminution d'un seuil, il faut que les événements ne passant pas ces coupures aient été enregistrés. On ne peut donc pas utiliser un run pris avec la liste de déclenchement v15. Pour la conception du niveau 3 du système de déclenchement, un run spécifique a donc été pris avec les conditions de déclenchement suivantes : les deux premiers niveaux du système de déclenchement sont ceux de la liste de déclenchement v15 et le niveau 3 consiste à enregistrer 10% des événements se présentant.
Le logiciel TRT fonctionne en deux étapes. Premièrement, pour chaque événement, la liste de tous les termes ayant déclenché est stockée dans un fichier. Dans un second temps, ce fichier est lu et les taux de déclenchement d'une définition de déclenchement donnée sont extrapolés à la luminosité instantanée choisie, à partir du nombre d'événements passant cette définition de déclenchement. Le logiciel multiplie le nombre d'événements passant une définition de déclenchement donnée par un facteur de normalisation pour passer du nombre d'événements passant un déclenchement donné à une estimation du taux de déclenchement par seconde. La luminosité instantanée du run utilisé étant fixée, on réalise une extrapolation linéaire pour obtenir une estimation des taux de déclenchement à la luminosité instantanée choisie.

Determination du facteur de normalisation

Le facteur de normalisation (NF) dépend du run spécial utilisé pour l'estimation des taux de déclenchement, car il dépend entre autres de la luminosité instantanée et du niveau de bruit lors de l'acquisition. Dans cette étude, les déclenchements E1_ISHT22 et JT125_L3J125 ont été utilisés pour déterminer le facteur de normalisation, car ce sont des déclenchements basés sur le calorimètre comme les déclenchements "jets $+\not{E}_T$". De plus, ils ont un comportement linéaire en fonction de la luminosité instantanée. Le facteur de normalisation est déterminé en utilisant les taux de déclenchement en ligne de ces définitions de déclenchement de référence et le nombre d'événements passant leur simulation obtenue via le logiciel TRT sur le run spécial. L'équation suivante permet d'obtenir le facteur de normalisation :

$$\text{Taux de déclenchement } = \frac{NF}{N_{total}} \cdot Counts \tag{5.1}$$

où NF est le facteur de normalisation, N_{total} le nombre total d'événements enregistrés, et $Counts$ le nombre d'événements passant la définition de déclenchement considérée.

Pour le run spécial utilisé dans cette étude (run 224458), un facteur de normalisation du niveau 3 différent de celui trouvé aux niveaux 1 et 2 a été trouvé. Cette différence peut s'expliquer par le bruit cohérent présent au niveau 3 (voir section 7.1.2). En effet, nous savons que le bruit cohérent est proportionnel au taux de déclenchement total du niveau 2, qui se trouve être particulièrement élevé dans le run spécial 224458 (environ 1000 Hz). Un niveau de bruit élevé au niveau 3 peut créer des jets supplémentaires et de la fausse énergie transverse manquante, et ainsi permettre à des événements de déclencher artificiellement les définitions de déclenchement "jets $+\not{E}_T$". Cela entraîne un facteur de normalisation au niveau 3 plus petit que celui des niveaux 1 et 2.

Des vérifications croisées ont été réalisées avec les déclenchements "jets $+\not{E}_T$". Les taux de déclenchement en ligne ont été comparés avec les extrapolations réalisées avec TRT. Par exemple la figure 5.6 montre les vérifications pour la définition de déclenchement MJ_ACO_MHT_HT. On peut voir un bon accord entre les taux de déclenchement en ligne et l'estimation TRT, bien qu'un comportement non linéaire en fonction de la luminosité instantanée au niveau 3 commence à être visible pour les grandes valeurs de luminosité. Une vérification des taux de déclenchement en

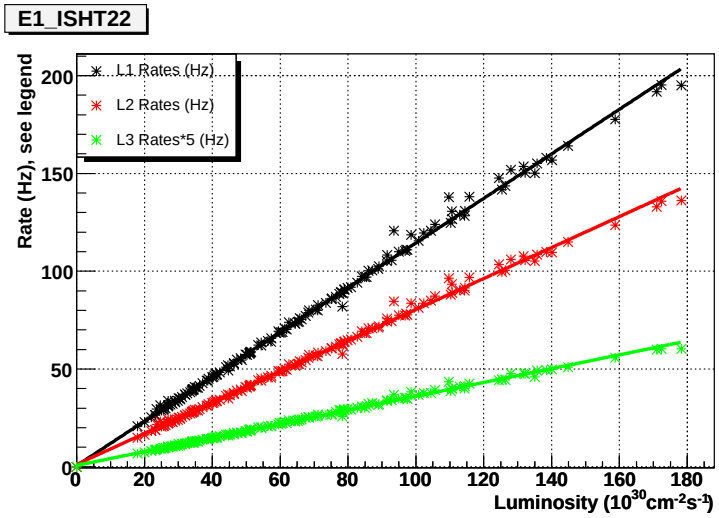


FIG. 5.5 – *Taux de déclenchement en ligne en fonction de la luminosité pour la définition de déclenchement E1_ISHT22 (runs 224632 à 225852). La ligne noire correspond aux taux de déclenchement de niveau 1, la ligne rouge aux taux de déclenchement de niveau 2 et la ligne verte aux taux de déclenchement de niveau 3 multipliés par un facteur 5.*

ligne sera donc indispensable, car une non-linéarité peut conduire à une sous-estimation des taux de déclenchement pour les extrapolations à une luminosité supérieure à celle du run spécial utilisé. Le même accord a été obtenu pour toutes les autres définitions de déclenchement "jets $+\not\!\!E_T$", excepté pour la définition de déclenchement "multijets". Le niveau 1 de cette définition de déclenchement n'a pas un comportement linéaire, comme on peut le voir sur la figure 5.7 et cette non-linéarité se propage à tous les niveaux du système de déclenchement. Le seuil à 8 GeV dans le terme CSWJT(3,8,3.2) (3 jets de particules de 8 GeV) est la cause de ce comportement. Il a été montré que l'augmentation de ce seuil à 10 GeV ne faisait pas perdre d'efficacité pour les signaux "jets $+\not\!\!E_T$" [126], mais ce terme de niveau 1 est utilisé par d'autres signaux. Il s'avère que le signal Hbb (SUSY) est plus sensible à ce seuil. Des études sont en cours pour envisager une nouvelle définition du niveau 1 dédié à ce déclenchement [127].

Tous les taux de déclenchement présentés par la suite, sauf mention explicite, seront donnés pour une luminosité de $300\times10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

5.3 Conception du niveau 3

La conception du niveau 3 des déclenchements "jets $+\not\!\!E_T$" a été réalisée dans le but de réduire autant que possible les taux de déclenchement, tout en maintenant une bonne efficacité de sélection pour les différents signaux étudiés. Pour cela, la pertinence de chaque terme de déclenchement existant dans les définitions de déclenchement a été étudiée, ainsi que la possibilité d'introduire de nouveaux termes. Cette étude a été réalisée en traçant pour chaque terme les courbes suivantes :

- efficacités et taux de déclenchement en fonction du seuil sur le terme étudié après toutes les autres condition de la définition de déclenchement,
- taux de déclenchement en fonction des efficacités,
- distributions marginales du terme étudié pour le signal (après les coupures de présélection) et pour les données (run spécial 224458).

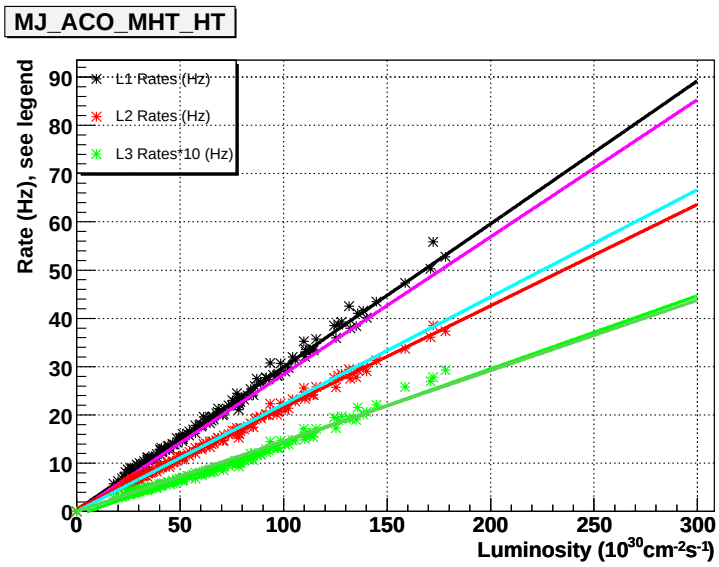


FIG. 5.6 – *Taux de déclenchement, en ligne et estimés par TRT, en fonction de la luminosité pour la définition de déclenchement MJ_ACO_MHT_HT (runs 224632 à 225852). La ligne noire correspond aux taux de déclenchement en ligne de niveau 1, la ligne rouge aux taux de déclenchement en ligne de niveau 2 et la ligne vert clair aux taux de déclenchement en ligne de niveau 3 multipliés par un facteur 10. L'extrapolation réalisée avec TRT sur le run spécial 224458 est en magenta pour le niveau 1, en bleu pour le niveau 2 et en vert foncé pour le niveau 3.*

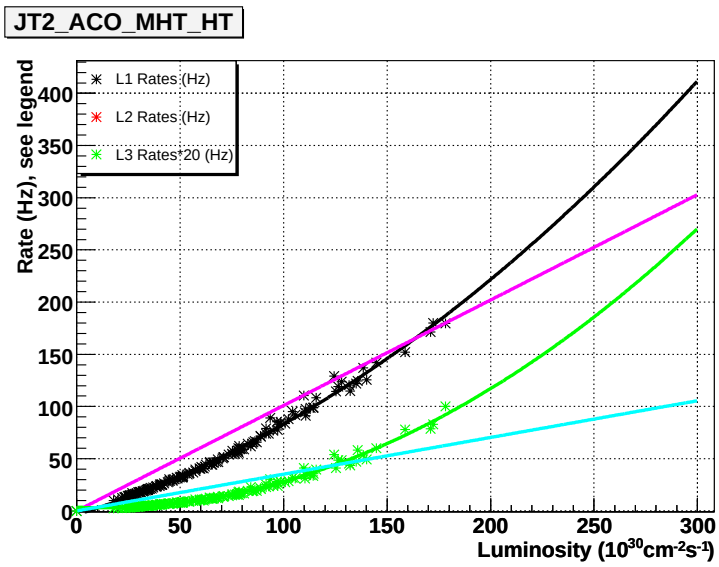


FIG. 5.7 – *Taux de déclenchement, en ligne et estimés par TRT, en fonction de la luminosité pour la définition de déclenchement JT2_MHT25_HT (runs 224632 à 225852). La ligne noire correspond aux taux de déclenchement en ligne de niveau 1 et la ligne verte aux taux de déclenchement en ligne de niveau 3 multipliés par un facteur 20. L'extrapolation réalisée avec TRT sur le run spécial 224458 est en magenta pour le niveau 1 et en bleu pour le niveau 3.*

Ainsi, la pertinence des différents termes a pu être déterminée, ainsi que la valeur des seuils à appliquer. Ces seuils ont été fixés en restant le plus possible sur les plateaux des courbes, car cela permet d'être moins sensible aux éventuelles variations non modélisées et donc d'être moins sensibles à des effets systématiques.

5.3.1 Conception de la définition de déclenchement "dijet"

Les résultats avec la configuration v14 pour le niveau 3 sont présentés dans le tableau 5.6. Les taux de déclenchement exclusifs sont de 4 Hz et l'efficacité relative est de 88%. C'est relativement faible par rapport à l'efficacité du niveau 2 (environ 94%, cf. tableau 5.4). Le dessin du niveau 3 a donc été réalisé en essayant d'augmenter l'efficacité de déclenchement.
La première étape fut de demander deux jets de particules au niveau 3. En effet, dans la liste de déclenchement v14, le niveau 3 de la définition de déclenchement "dijet" était commun avec le déclenchement "monojet". Un seul jet de particules était donc demandé au niveau 3. Demander deux jets de particules nous a permis de réduire le taux de déclenchement d'environ 1 Hz.
Ensuite, le dessin de cette définition de déclenchement fut dicté par le fait qu'une meilleure compréhension du fond QCD pourrait éventuellement permettre de réduire les coupures sur l'énergie transverse manquante utilisées dans les analyses. Ainsi, il a été décidé de réduire les seuils sur $\not{H}_T$, la somme vectorielle des p_T de tous les jets de particules de niveau 3 de plus de 9 GeV/c. De même, il était souhaitable d'enlever le terme coupant sur la variable H_T, la somme scalaire des p_T de tous les jets de particules de niveau 3 de plus de 9 GeV/c, car cette variable réduisait de manière trop importante l'efficacité de déclenchement. Pour réaliser ces changements, il fallait trouver un moyen de réduire les taux de déclenchement. Pour cela, nous avons décidé d'introduire un nouveau terme dans la définition de déclenchement : l'énergie transverse manquante de niveau 3. En effet, cette variable n'avait pas été utilisée jusque là dans les déclenchements "jets + $\not{E}_T$" et s'est avérée très efficace pour réduire les taux de déclenchement comme nous pouvons le voir sur les courbes présentées figure 5.8 : une coupure à 25 GeV permet de réduire les rates à 3 Hz sans perte d'efficacité.
Le tableau 5.6 présente les efficacités et les taux de déclenchement obtenus pour le déclenchement ainsi conçu. Il permet de gagner environ 3% sur l'efficacité au signal, tout en réduisant les taux de déclenchement d'environ 45%. Cette nouvelle définition de déclenchement a été acceptée par la collaboration et est utilisée pour l'acquisition des données depuis août 2006.

5.3.2 Énergie transverse manquante au niveau 3, conception d'une définition de déclenchement "dijet" alternative

L'énergie transverse manquante de niveau 3 n'avait jamais été utilisée jusqu'à présent dans les déclenchements "jets +$\not{E}_T$". Une étude va donc s'avérer nécessaire pour calculer l'efficacité de déclenchement avec cette quantité pour les analyses futures. D'autres variables topologiques ont été étudiées dans le passé [128], mais l'étude de l'énergie transverse manquante peut s'avérer plus compliquée. En effet, la reconstruction de l'énergie transverse manquante n'implique pas uniquement des jets de particules, ce qui complique son étude. Le problème principal vient de l'accord entre les données réelles et la simulation pour l'énergie transverse manquante, en particulier pour la modélisation de l'énergie non associée à un objet reconstruit. Une paramétrisation similaire à celle réalisée dans [128] peut éventuellement être envisagée dans les données du Run IIb, mais une amélioration de `d0trigsim`, qui permettrait de reproduire correctement les données, serait certainement une meilleure option.
Pour cette raison, un déclenchement alternatif n'utilisant pas ce terme d'énergie transverse manquante au niveau 3 a été réalisé. La meilleure méthode trouvée pour réduire les taux de déclenchement à un niveau acceptable sans utiliser l'énergie transverse manquante fut d'augmenter le seuil sur $\not{H}_T$. Cela entraîne une perte d'efficacité d'environ 5% par rapport à l'efficacité avec

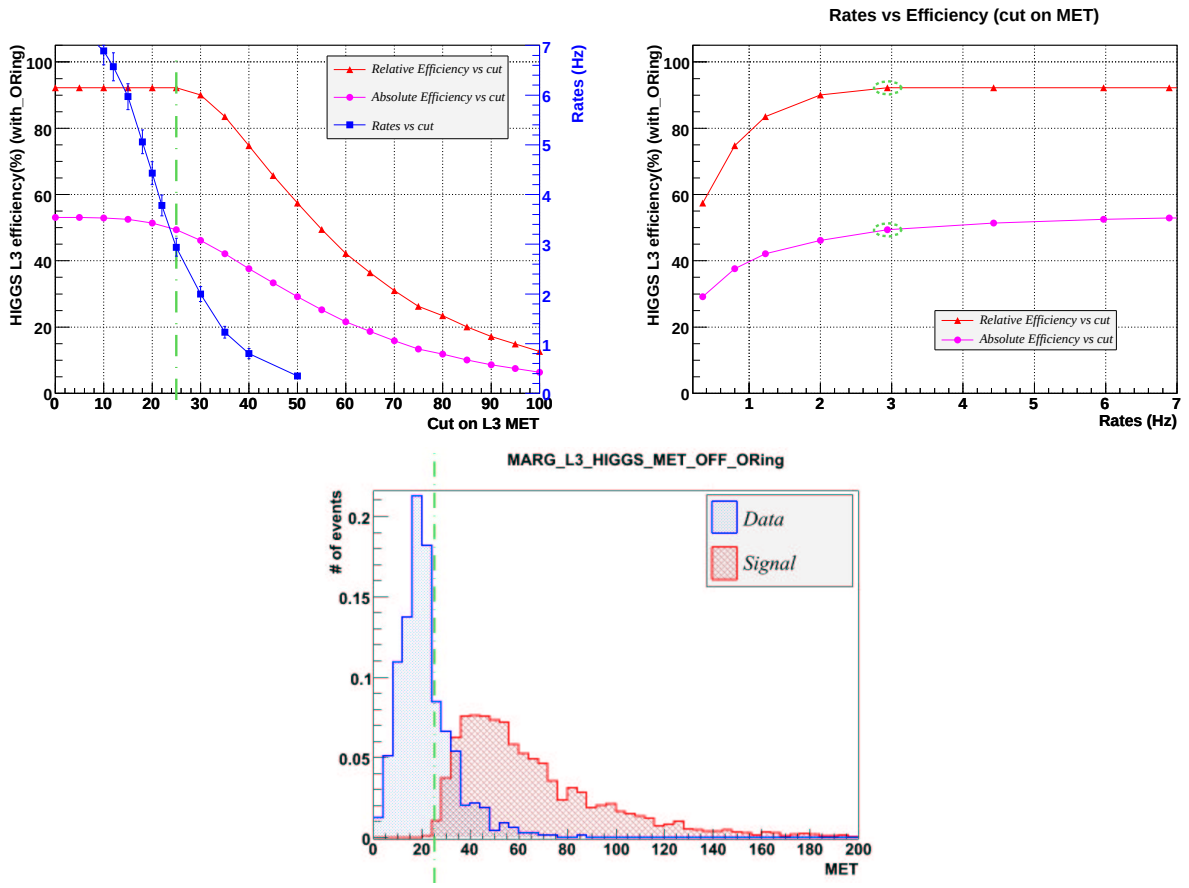


FIG. 5.8 – *En haut à gauche : efficacités (absolue : cercles roses, relative : triangles rouges) et taux de déclenchement (carrés bleus) en fonction de la coupure sur l'énergie transverse manquante de niveau 3 pour le signal HZ, après avoir demandé les conditions de niveaux 1 et 2 "dijet" v15, ainsi que les conditions de niveau 3 v14. En haut à doite : taux de déclenchement en fonction de l'efficacité. En bas : distributions marginales de l'énergie transverse manquante de niveau 3 pour le signal HZ (en rouge) et pour les données (en bleu). Les lignes pointillées (resp. les cercles pointillés) indiquent l'emplacement de la coupure actuelle (resp. du point de fonctionnement actuel).*

les conditions de niveau 3 v14 (cf. tableau 5.6). Cette définition de déclenchement alternative a été mise en ligne en parallèle avec la définition utilisant l'énergie transverse manquante et le restera jusqu'à ce que l'on soit sûr que l'utilisation de l'énergie transverse manquante de niveau 3 ne pose pas de problème.

5.3.3 Conception des définitions de déclenchement "monojet" et "multijets"

Les définitions de déclenchement "monojet" et "multijets" ont été conçues de la même manière que la définition de déclenchement "dijet" : la pertinence des différents termes, ainsi que la valeur des seuils à appliquer ont été déterminés grâce aux courbes similaires à celles de la figure 5.8 pour les différentes variables.
Les nouvelles définitions de déclenchement obtenues permettent de réduire les taux de déclenchement d'un facteur 2, tout en augmentant l'efficacité d'environ 7% pour la définition de déclenchement "monojet", et de réduire les taux de déclenchement de 60% pour une perte d'efficacité de 1% pour la définition de déclenchement "multijets" (cf. tableau 5.6).

5.4 Résultats et vérifications en ligne

Les définitions de déclenchement conçues par cette étude ont été mises en ligne à partir de la liste de déclenchement v15.20. Un certain nombre de vérifications à propos du fonctionnement de ces systèmes de déclenchement ont été réalisés. Les distributions de toutes les variables de niveau 3 impliquées dans les définitions de déclenchement ont été regardées, afin de déterminer si les seuils observés correspondaient bien à ceux prévus. Les taux de déclenchement des différentes définitions de déclenchement ont également été vérifiés, pour s'assurer qu'ils correspondaient bien aux prédictions effectuées via le logiciel `trigger_rate_tool`. Ainsi, la figure 5.9 présente les taux de déclenchement de la définition de déclenchement "dijet" sans les OU du niveau 1 en fonction de la luminosité instantanée avec l'ancienne (niveau 3 v14) et la nouvelle définition de déclenchement. Les taux de déclenchement observés sont bien réduits d'un facteur 2, en accord avec les prédictions réalisées (voir [129] pour plus de détails).

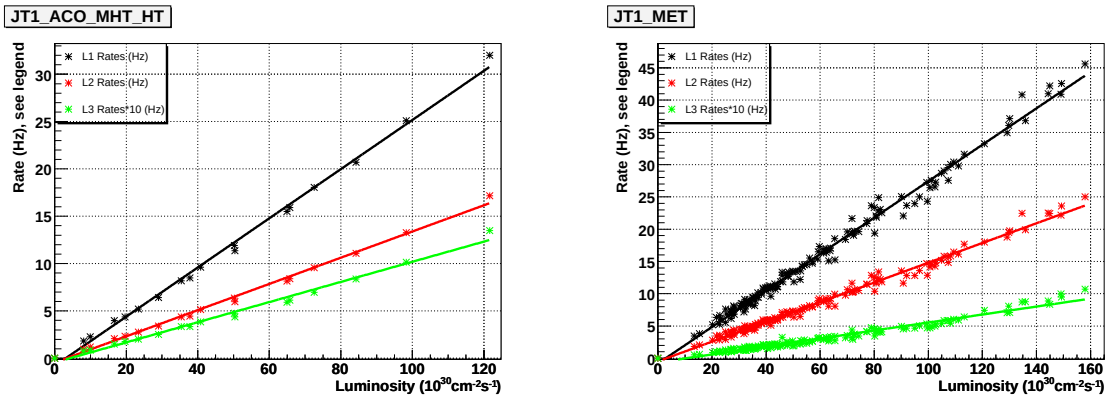


FIG. 5.9 – *Taux de déclenchement en fonction de la luminosité pour la définition de déclenchement "dijet" sans le OU de niveau 1. La figure de gauche correspond aux runs 225853 à 225934 (liste de déclenchement v15.17), c'est-à-dire avec l'ancien niveau 3 (v14). La figure de droite correspond aux runs 226074 à 227951 (v15.20 et suivantes), c'est-à-dire avec le nouveau niveau 3 issu de cette étude.*

	Taux de déclenchement (Hz)				Différence relative	Efficacité relative (%)		Différence absolue
	conditions L3 v14		L3 v15 proposal			conditions L3 v14	L3 v15 proposal	
	Inclusifs	Exclusifs	Inclusifs	Exclusifs				
DIJET	6,9±0,4	3,3±0,3	3,9±0,3	1,4±0,2	-44%			
signal HZ						87,9±0,6	91,3±0,5	+ 3%
signal Sbottoms						88,0±0,8	89,3±0,7	+ 1%
signal Squarks						98,3±0,2	98,3±0,2	0
DIJET alternatif	6,9±0,4	3,3±0,3	4,6±0,3	2,1±0,2	-33%			
signal HZ signal						87,9±0,6	83,2±0,6	- 5%
signal Sbottoms						88,0±0,8	87,7±0,8	- 1%
signal Squarks						98,3±0,2	98,2±0,2	0
MONOJET	3,5±0,3	0,2±0,1	2,0±0,2	1,2±0,2	-43%			
signal Monojet						92,1±0,7	98,9±0,3	+7%
MULTIJETS	4,7±0,3	4,3±0,3	1,9±0,2	1,4±0,2	-60%			
signal Gluinos						97,4±0,3	96,2±0,3	-1%

TAB. 5.6 – *Efficacité relative et taux de déclenchement du niveau 3 pour tous les signaux étudiés. Les conditions du niveau 3 sont décrites dans le texte et font partie de la liste de déclenchement v14 de DØ. Les taux de déclenchement sont extrapolés à 300*$\times 10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ *à partir du run spécial 224458. Les taux de déclenchement exclusifs sont calculés uniquement entre les définitions de déclenchement "jets +*$\not\!\!E_T$*" (pas entre toutes les définitions de déclenchement de la liste de déclenchement).*

Chapitre 6

Amélioration de la résolution en énergie des jets avec le Central Preshower

L'objet de ce chapitre est de quantifier l'amélioration de la résolution en énergie des jets obtenue en incluant l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe central. Dans une première partie, la méthode utilisée pour calculer l'énergie déposée par les jets dans le détecteur de pied de gerbe central est décrite. Ensuite, l'association de cette énergie avec l'énergie calorimétrique est détaillée. La dernière partie est consacrée aux études complémentaires réalisées lors de ce travail.

6.1 Calcul de l'énergie déposée par les jets dans le CPS

6.1.1 Du détecteur aux clusters-3D

La reconstruction des dépôts tridimensionnels, appelés clusters-3D, à partir des dépôts dans les trois couches du détecteur de pied de gerbe central est réalisée grâce à un logiciel nommé "CPSReco" [130]. À partir de l'énergie déposée dans les fibres de scintillateur du CPS, ce logiciel forme des amas à l'intérieur de chaque couche du détecteur ("cluster simple couche") en associant les fibres voisines dont l'énergie dépasse un certain seuil. Les amas peuvent contenir au maximum 5 fibres. Si plus de fibres contiguës sont trouvées, l'ensemble est scindé en plusieurs amas contigus à l'aide d'un algorithme créant un sous-amas de 5 fibres à partir de la fibre la plus énergétique et répétant l'opération avec les fibres restantes jusqu'à ce que toutes les fibres soient associées à un sous-amas. Ensuite une association tridimensionnelle (clusters-3D) est réalisée. L'algorithme de formation des clusters-3D commence par itérer sur les amas des couches u et v, formant des paires de "clusters simple couche" contenus dans le même hémisphère en z. Ensuite, les clusters "clusters simple couche" de la couche axiale sont examinés pour former les clusters-3D. La dernière étape de l'algorithme consiste à vérifier la cohérence des associations en demandant que les énergies déposées dans chaque couche soient du même ordre de grandeur, fusionner les amas autour de $z = 0$ et supprimer les clusters-3D "fantômes" qui apparaissent lors de l'utilisation multiple d'un même "cluster simple couche". Toutes ces étapes sont décrites en détails dans la référence [130]. On notera que l'énergie du CPS a été calibrée de manière à ce qu'une particule au minimum d'ionisation (MIP) produise un signal de 1,2 MeV [131]. Un seuil à 2,5 MeV est appliqué sur l'énergie de chaque "cluster simple couche", ce qui entraine un seuil de 7,5 MeV pour les clusters-3D.

6.1.2 Événements Monte Carlo utilisés

Cette étude de la résolution en énergie des jets en incluant l'énergie déposée dans le CPS a été réalisée sur des événements Monte Carlo gamma+jet engendrés avec PYTHIA. La sélection des événements gamma+jet a été réalisée en demandant essentiellement la présence d'exactement un photon et d'un jet, dos-à-dos en ϕ : $\Delta\phi(\gamma, \text{jet}) > 3,0$. Plus d'informations sur l'environnement logiciel utilisé pour la réalisation de ces études sont disponibles dans la référence [132].

6.1.3 Association des clusters-3D aux jets

Pour associer les clusters-3D aux jets, une association spatiale en $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ est réalisée. La distribution du ΔR(clusters-3D, jet) est présentée figure 6.1. Seuls les jets centraux, définis par $|\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 0,4$, avec une énergie originelle des particules constituant le jet ($E_{\text{jet}}^{\text{ptcl}}$) de plus de 20 GeV, sont considérés. Le pic observé au-delà de 3 est dû aux clusters-3D associés au photon se trouvant dos-à-dos au jet. Tous les clusters-3D avec ΔR(clusters-3D, jet) $< R_{cone}$, avec $R_{cone} = 0,5$ le rayon du cône utilisé pour reconstruire les jets, sont associés au jet. Une étude, qui sera présentée au paragraphe 6.2.3, a montré que R_{cone} est la valeur donnant les meilleurs résultats pour l'amélioration de la résolution en énergie.

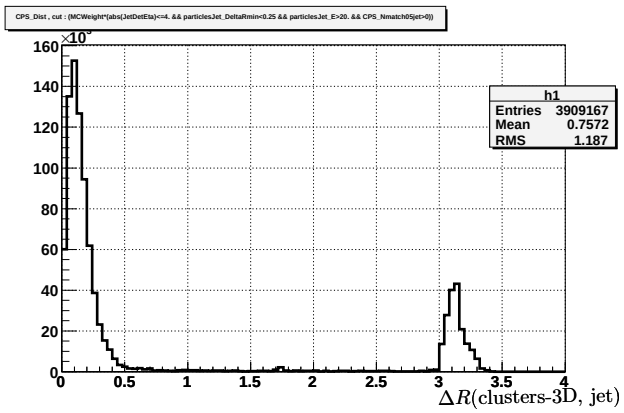


FIG. 6.1 – *Distribution de ΔR entre le clusters-3D et le jet dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Seuls les jets centraux, définis par $|\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 0,4$, avec une énergie originelle des particules constituant le jet ($E_{\text{jet}}^{\text{ptcl}}$) de plus de 20 GeV, sont considérés. Le pic observé au-delà de 3 est du aux clusters-3D associés au photon se trouvant dos-à-dos au jet.*

La distribution du nombre de clusters-3D associés par jet peut être trouvée figure 6.2 pour des jets de différentes énergies. La fraction des événements dont le jet ne possède aucun cluster-3D associé est présentée figure 6.3 en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet. Une grande proportion (environ 30%) des jets de basse énergie n'ont aucun cluster-3D associé. Comme nous le verrons au paragraphe 6.2.3, ce sera le principal facteur limitant de l'amélioration de la résolution des jets de basse énergie via l'utilisation du CPS. Il est envisageable de diminuer le seuil d'énergie des "clusters simple couche" lors de la reconstruction des clusters-3D, afin d'améliorer cette étude. Toutefois, cela nécessiterait de réaliser à nouveau la reconstruction des événements. Une méthode plus rapide consisterait plutôt à associer directement les "clusters simple couche" aux jets, à la place d'utiliser les clusters-3D. Cette dernière méthode a déjà était utilisée avec succès pour associer l'information du CPS aux objets électromagnétiques, cf. référence [133].

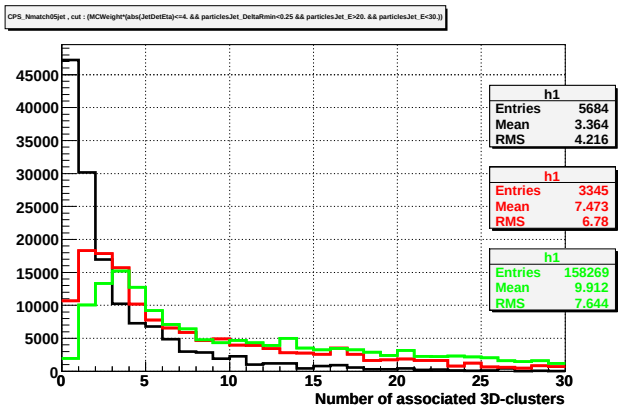


FIG. 6.2 – *Distribution du nombre de clusters-3D associés par jet dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Seuls les événements avec un jet central ($|\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 0,4$) sont considérés. L'énergie originelle des particules constituant le jet est requise entre 20 et 30 GeV pour la courbe noire, entre 50 et 60 GeV pour la courbe rouge et supérieure à 100 GeV pour la courbe verte.*

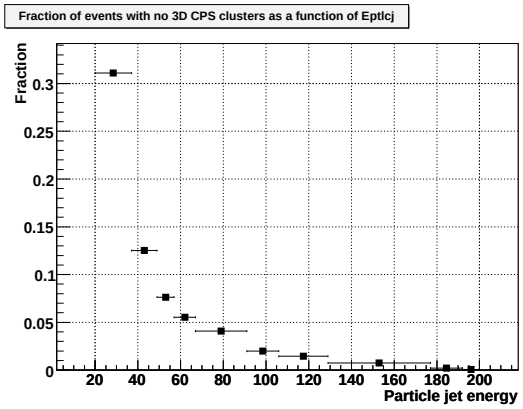


FIG. 6.3 – *Fraction des événements dont le jet ne possède aucun cluster-3D associé en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet (en GeV).*

6.1.4 Calcul de la contribution à l'énergie des jets

Ajouter les énergies de tous les clusters-3D se trouvant dans le cône de rayon 0,5 autour de l'axe du jet entraînerait un double comptage de certains "clusters simple couche". En effet, deux clusters-3D peuvent partager le même "cluster simple couche". Pour résoudre ce problème, l'énergie d'un "cluster simple couche" est ajoutée uniquement si elle n'a pas déjà été prise en compte par l'intermédiaire d'un autre cluster-3D. La figure 6.4 présente la distribution de la somme de l'énergie des clusters-3D dans le cône de rayon $\Delta R < 0.5$ autour du jet, avec (en noir) et sans (en rouge) ce double comptage. Dans la suite seule l'énergie corrigée de ce problème de double comptage sera utilisée et sera notée E_{CPS}^{jet}.

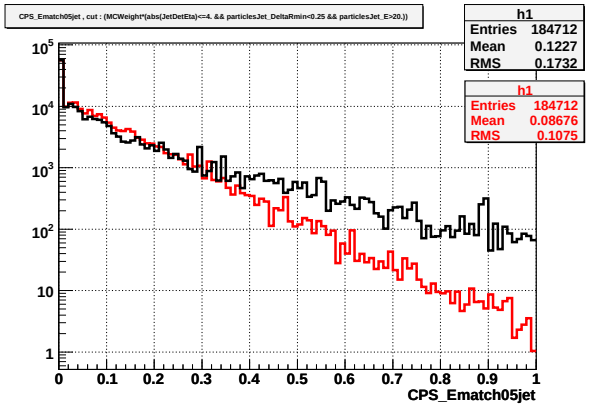


FIG. 6.4 – *Distributions de la somme de l'énergie des clusters-3D dans le cône de rayon $\Delta R < 0.5$ autour du jet pour des jets de plus de 20 GeV. La courbe noire est la somme de l'énergie de tous les clusters-3D (les "clusters simple couche" peuvent être ajoutés plus d'une fois). La courbe rouge est la distribution de la somme des énergie sans double comptage.*

6.2 Détermination de l'énergie des jets avec le CPS

L'énergie du CPS associée au jet E^{jet}_{CPS} est associée à l'énergie calorimétrique du jet non corrigée de l'échelle d'énergie E^{jet}_{calo} de la manière suivante :

$$E^{jet} = \alpha \cdot E^{jet}_{CPS} + E^{jet}_{calo} \tag{6.1}$$

L'énergie du CPS est multipliée par un coefficient réel α, déterminé pour obtenir la meilleure résolution possible sur l'énergie des jets.

6.2.1 Détermination du coefficient α

La détermination du coefficient α a été réalisée par intervalle d'énergie originelle des particules constituant le jet dans les événements gamma+jet. Les intervalles d'énergie ont été choisis de manière à contenir chacun le même nombre d'événements engendrés (avant pondération). Pour chaque intervalle d'énergie, la résolution en énergie non corrigée de l'échelle d'énergie $\frac{\sigma_{\tilde{R}_\alpha}}{\tilde{R}_\alpha}$ est calculée en fonction de α :

$$\frac{\sigma_{\tilde{R}_\alpha}}{\tilde{R}_\alpha} = \frac{\sigma((\alpha \cdot E^{jet}_{CPS} + E^{jet}_{calo})/E^{pjet})}{mean((\alpha \cdot E^{jet}_{CPS} + E^{jet}_{calo})/E^{pjet})} \tag{6.2}$$

où E^{pjet} est l'énergie originelle des particules constituant le jet. σ et $mean$ sont l'écart type et la moyenne de la distribution. Ces quantités ont également été extraites à l'aide d'un ajustement gaussien, mais aucune amélioration des résultats n'a été obtenue. La figure 6.5 montre la résolution en énergie en fonction de α pour un intervalle particulier (60-77 GeV). Pour chaque intervalle, la valeur du coefficient α donnant la valeur minimale de $\frac{\sigma_{\tilde{R}_\alpha}}{\tilde{R}_\alpha}$, c'est-à-dire la meilleure résolution, est choisie. Le comportement du coefficient α en fonction de l'énergie originelle du jet est donnée figure 6.6. Pour les jets de basse énergie, jusqu'à 80 GeV, le coefficient α est croissant avec l'énergie. Ensuite il se stabilise autour de la valeur 8.

6.2.2 Résultats sur la résolution en énergie des jets

Le coefficient de "réponse" $\tilde{R}_\alpha = (\alpha \cdot E^{jet}_{CPS} + E^{jet}_{calo})/E^{pjet}$ obtenu est présenté en haut de la figure 6.7, en fonction de l'énergie originelle du jet. Les points noirs correspondent à $\alpha = 0$. Les

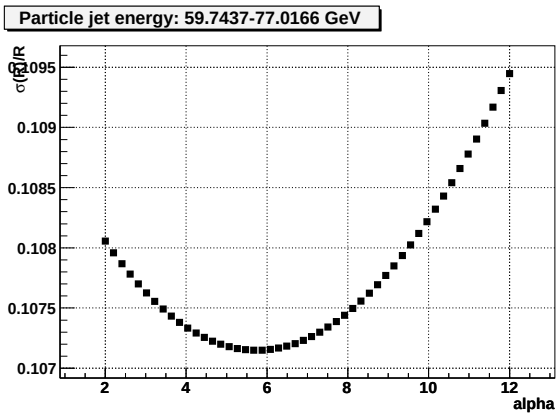


FIG. 6.5 – *Résolution en énergie, avant correction de l'échelle d'énergie, des jets ayant une énergie originelle comprise entre 60 et 77 GeV, en fonction du coefficient α, dans les événements Monte Carlo gamma+jet.*

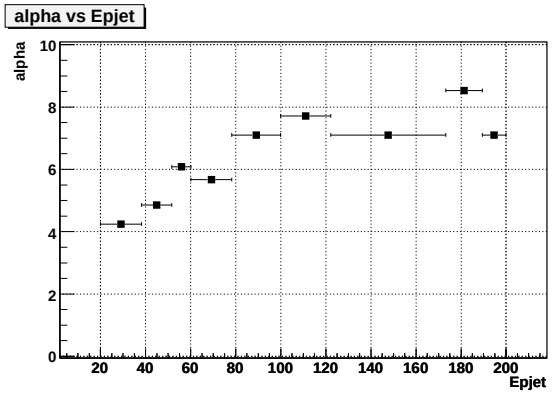


FIG. 6.6 – *Valeurs obtenues du coefficient α en fonction de l'énergie originelle (en GeV) des particules constituant le jet ("Epjet") dans les événements Monte Carlo gamma+jet.*

points rouges sont ceux obtenus avec les valeurs de α présentées figures 6.6. L'histogramme du bas de la figure 6.7 montre le rapport de $\tilde{R}_\alpha$ et de $\tilde{R}_{\alpha=0}$. Une augmentation de 2% à 3% de la "réponse" par rapport au cas où $\alpha = 0$ est observé. Ce que nous appellons ici coefficient de "réponse" est en réalité la correction complète d'échelle d'énergie, puisque E^{jet}_{calo} est également affectée par l'énergie sous-jacente et la modélisation de la gerbe.
L'histogramme du haut de la figure 6.8 présente la résolution en énergie des jets en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet. Les points noirs correspondent à $\alpha = 0$. Les points rouges sont ceux obtenus avec les valeurs de α déterminées dans cette étude. L'histogramme du bas présente le rapport de la résolution en énergie déterminée avec les valeurs obtenues de α et la résolution avec $\alpha = 0$. Une amélioration entre 3% et 4% est observée pour les jets avec $E^{pjet} > 100$ GeV. Une amélioration (bien que plus modérée) des jets avec $E^{pjet} < 100$ GeV est également observée. On notera que la comparaison des résolutions est effectuée avant correction de l'échelle d'énergie, malgré le fait que la correction d'échelle d'énergie soit différente pour les jets avec et sans ajout de l'énergie du CPS. Toutefois, on peut soupçonner que l'amélioration obtenue après correction d'échelle d'énergie sera sans doute légèrement meilleure à celle observée en l'absence de ces corrections, puisque la courbe de "réponse" après ajout de l'énergie du CPS semble avoir une dépendance légèrement plus prononcée en fonction de l'énergie.

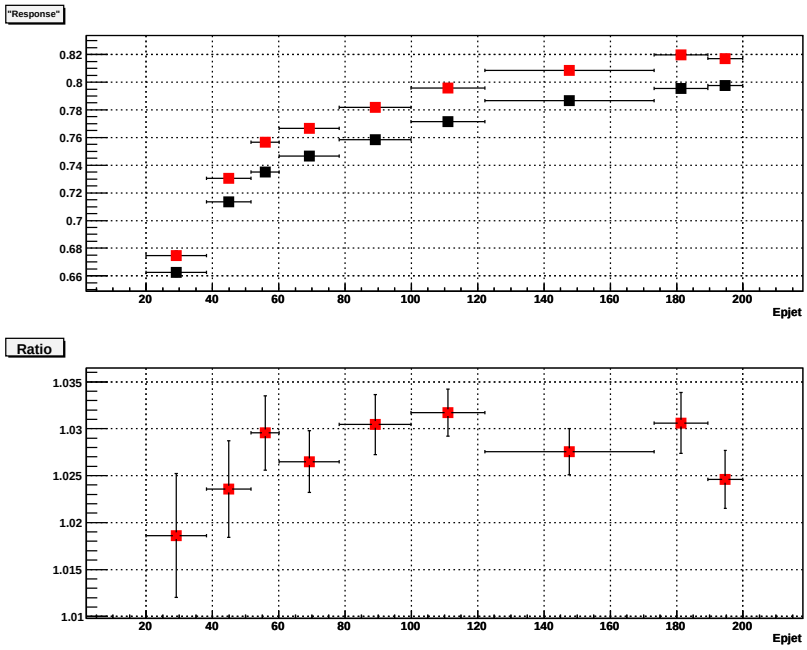


FIG. 6.7 – *En haut : coefficient de "réponse"* $\tilde{R}_\alpha = (\alpha \cdot E^{jet}_{CPS} + E^{jet}_{calo})/E^{pjet}$ *en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Les points noirs correspondent à* $\alpha = 0$*. Les points rouges sont ceux obtenus avec les valeurs de* α *déterminées dans cette étude. En bas : rapport entre le coefficient de "réponse" obtenu avec les valeurs de* α *déterminées dans cette étude et celui obtenu avec* $\alpha = 0$*.*

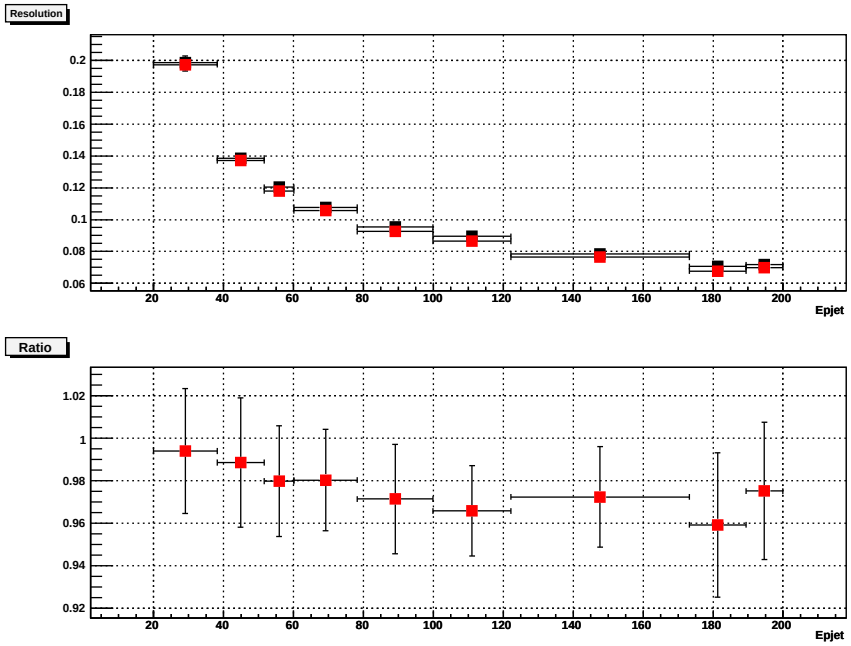


FIG. 6.8 – *En haut : résolution en énergie des jets en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Les points noirs correspondent à* $\alpha = 0$*. Les points rouges sont ceux obtenus avec les valeurs de* α *déterminées dans cette étude. En bas : rapport entre la résolution obtenue avec les valeurs de* α *déterminées dans cette étude et celle obtenue avec* $\alpha = 0$*.*

6.2.3 Études supplémentaires

Le fait que l'amélioration de la résolution en énergie des jets soit plus faible pour les jets de basse énergie ($E^{pjet} < 100$ GeV, cf. figure 6.8) et surtout le comportement du coefficient α en fonction de l'énergie (cf. figure 6.6), nous ont incité à réaliser les études supplémentaires suivantes :

Impact des événements sans biais

Pour étudier l'influence des événements sans biais ajoutés lors de la simulation des événements, l'étude précédente a également été réalisée sur des événements gamma+jet engendrés sans ajout d'événements sans biais. Les valeurs du coefficient α sont représentées en fonction de l'énergie du jet sur la figure 6.9.
On constate que le coefficient α augmente toujours en fonction de l'énergie. La dépendence en énergie de α semble même plus importante dans le cas de l'absence d'événements sans biais. Ainsi, on peut conclure que ce n'est pas la présence des événements sans biais qui permet d'expliquer la dépendance en énergie du coefficient α.

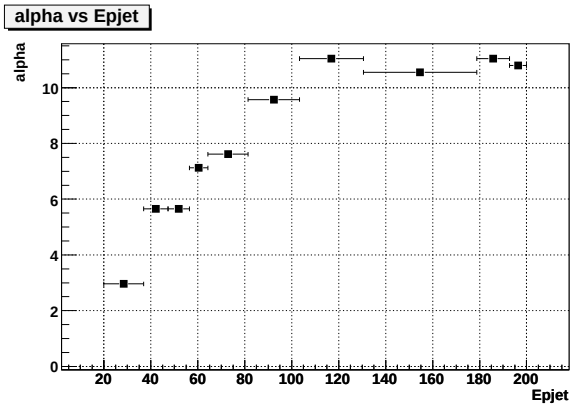


FIG. 6.9 – *Coefficient α en fonction de l'énergie originelle des jets dans les événements gamma+jet engendrés sans sans ajout d'événements sans biais.*

Impact de la fraction des événements sans 3D-cluster

La dépendance du coefficient α avec l'énergie originelle des particules constituant le jet est corrélée avec le fait qu'à basse énergie, la fraction d'événements sans 3D-cluster associé au jet est importante, comme nous l'avons vu figure 6.3. Les événements sans cluster-3D ne sont pas sensibles aux changements du coefficient α et plus α est à une valeur élevée, plus l'énergie des autres événements est décalée. Ainsi, ces deux comportements différents entraînent une dégradation de la résolution en énergie.
Le coefficient α a été déterminé avec uniquement les événements possédant au moins un cluster-3D associé au jet. Les valeurs de α obtenues sont montrées figure 6.10 (points rouges) et sont proches de 8 sur l'ensemble de la gamme d'énergies considérée. Cela confirme que le comportement du coefficient α et des limitations dans l'amélioration de la résolution en énergie des jets avec $E^{pjet} < 100$ GeV, sont principalement dus aux événements sans cluster-3D associé.
Pour améliorer la résolution en énergie des jets en utilisant les clusters-3D, la méthode optimale consisterait certainement à déterminer le coefficient α en fonction du nombre de 3D-clusters associés au jet. On notera que cela impliquerait de réaliser une correction de l'échelle d'énergie des jets dépendante du nombre de 3D-clusters associés.

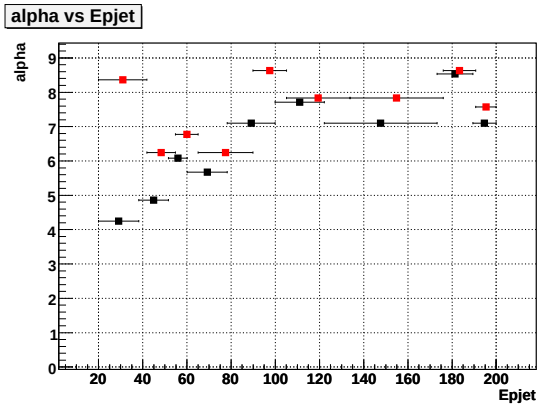


FIG. 6.10 – *Valeurs obtenues du coefficient α en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Les points noirs sont obtenus avec tous les événements. Les points rouges sont obtenus uniquement avec ceux possédant au moins un cluster-3D associé au jet.*

Étude des seuils en énergie

Le seuil en énergie par défaut des clusters-3D est de 7,5 MeV. L'effet d'un seuil additionnel, jusqu'à 20 MeV, a été étudié. La figure 6.11 montre le rapport de la résolution en énergie des jets en fonction d'une coupure sur un seuil supplémentaire donné et de la résolution obtenue sans seuil supplémentaire, pour différents intervalles d'énergie des jets. Pour chaque seuil supplémentaire, le coefficient α est calculé avec la même procédure que celle décrite précédemment. Une dégradation de la résolution en énergie des jets est observée lors de l'addition d'un seuil, aussi petit qu'il soit, même si l'effet est très faible (moins de 0,3% pour un seuil de 20 MeV). Ainsi aucun seuil additionnel ne peut aider à obtenir une meilleure résolution en énergie des jets. Le fait que, pour les faibles valeurs de seuil, la résolution en énergie soit presque constante en fonction de la valeur du seuil suggère malheureusement qu'il sera difficile d'améliorer de manière significative la résolution en abaissant le seuil lors de la reconstruction des clusters-3D.

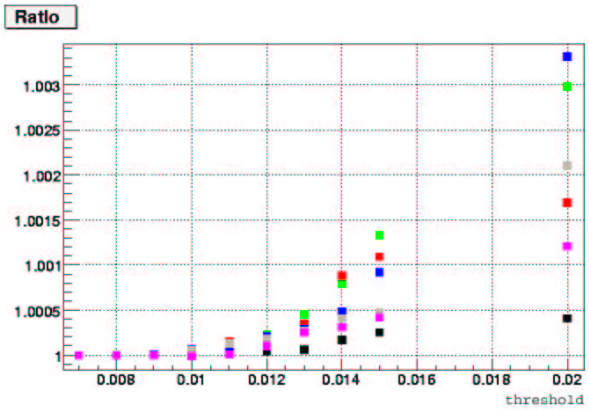


FIG. 6.11 – *Rapport de la résolution en énergie des jets avec un seuil supplémentaire donné et de la résolution obtenue sans seuil supplémentaire, en fonction du seuil, pour différents intervalles d'énergie des jets. Les points noirs correspondent à l'intervalle 20-37 GeV, les points rouges à l'intervalle 37-49 GeV, les points verts à l'intervalle 49-57 GeV, les points bleus à l'intervalle 57-67 GeV, les points roses à l'intervalle 129-177 GeV et les points gris à l'intervalle 192-200 GeV.*

Dépendance de la valeur de la coupure du $\Delta R(\textit{clusters-3D}, jet)$

Jusqu'à présent, tous les résultats ont été obtenus en demandant que $\Delta R(\textit{clusters-3D},\ jet)$ soit inférieur à 0,5 ; la taille du cône de reconstruction des jets. Des valeurs plus petites ont été testées afin de vérifier la pertinence de ce choix. En effet, on pourrait s'attendre à ce que l'énergie déposée par le jet se trouve essentiellement dans un cône plus petit et donc qu'une restriction du cône d'association des clusters-3D permette une mesure moins bruitée de l'énergie et donc entraîne une amélioration de la résolution en énergie. Le coefficient α a été déterminé et la résolution en énergie correspondante a été calculée pour $\Delta R(\textit{clusters-3D},\ jet) < 0,5$; $0,3$; $0,2$ et $0,1$. Les résultats sont présentés figure 6.12 en fonction de l'énergie des jets. La meilleure résolution est obtenue pour $\Delta R < 0,5$. Cela confirme qu'utiliser $\Delta R < R_{cone}$ est en définitive le choix optimal.

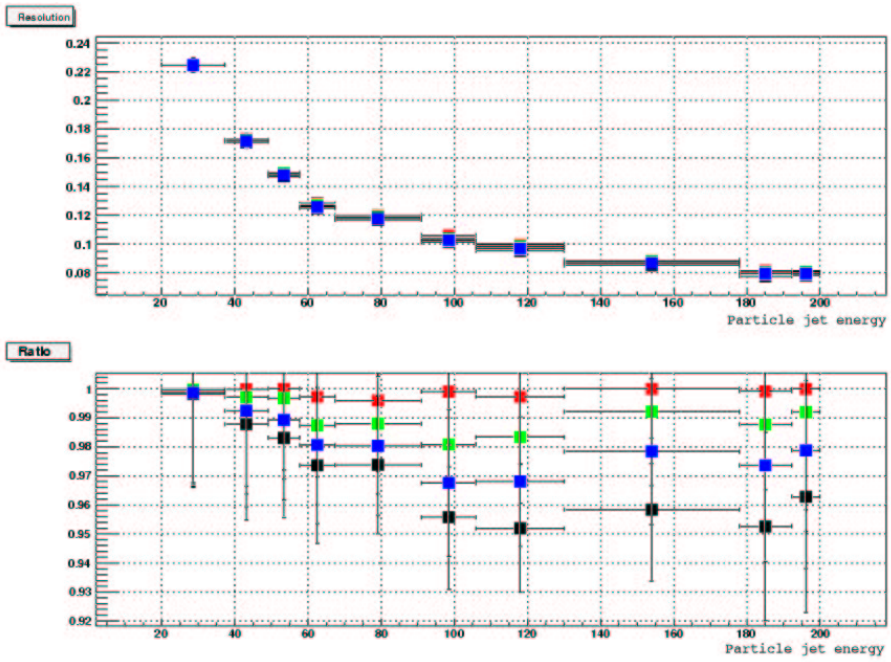


FIG. 6.12 – *En haut : résolution en énergie des jets en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Les points noirs correspondent à $\Delta R(\textit{clusters-3D}, jet) < 0,5$; les points rouges à $\Delta R < 0,1$; les points verts à $\Delta R < 0,2$ et les points bleus à $\Delta R < 0,3$. En bas : rapport entre la résolution obtenue avec les valeurs de α déterminées dans cette étude et celle obtenue avec $\alpha = 0$, avec le même code de couleur que pour le graphique du haut en ce qui concerne les valeur de $\Delta R(\textit{clusters-3D}, jet)$ utilisées.*

Ces diverses études ont permis d'affiner notre compréhension de l'impact du CPS sur la résolution en énergie des jets et sur l'association des dépôts dans le CPS avec les jets, ainsi que de comprendre le comportement du coefficient α à basse énergie, dû à la grande fraction de jets de basse énergie (jusqu'à 30%) ne possédant pas de clusters-3D associé.

6.3 Détermination de l'énergie des jets avec de nouvelles fractions d'échantillonnage

6.3.1 Pondération de la couche EM1

La pondération de l'énergie déposée dans la première couche du calorimètre électromagnétique, nommée EM1, a été augmentée au début du Run II pour prendre en compte l'addition de matière (le solénoïde et les détecteurs de pied de gerbe) devant le calorimètre [134]. La détermination de ces poids a été réalisée sans que soit prise en compte l'énergie déposée dans le CPS dans la définition de l'énergie des jets. Ainsi, il a été décidé de déterminer un nouveau poids à la couche EM1 de manière simultanée avec la détermination du coefficient α pondérant l'énergie mesurée dans le CPS. Cela entraîne la définition suivante de l'énergie des jets :

$$E^{jet} = \alpha \cdot E^{jet}_{CPS} + \lambda \cdot E^{jet}_{EM1} + E^{jet}_{Layer>1} \tag{6.3}$$

où E^{jet}_{EM1} est l'énergie dans les cellules de la couche EM1 appartenant au jet et $E^{jet}_{Layer>1}$ est l'énergie dans les cellules des autres couches du calorimètre appartenant au jet. Le coefficient λ est un coefficient réel déterminé simultanément avec le coefficient α pour obtenir la meilleure résolution en énergie possible.

La détermination du couple (α, λ) a été réalisée par intervalles d'énergie des jets, dans des événements Monte Carlo gamma+jet, en utilisant la même méthode que celle utilisée pour déterminer le coefficient α seul, décrite au paragraphe 6.2.1. Les figures 6.13 et 6.14 montrent les résultats obtenus pour α et λ. Les points noirs correspondent à l'utilisation de tous les événements. Pour les points rouges, seuls les événements avec au moins un cluster-3D associé au jet sont utilisés. La figure 6.15 présente le coefficient de "réponse" obtenu avec ces valeurs du couple (α, λ) en fonction de l'énergie du jet. La figure 6.16 montre la résolution en énergie obtenue. Une amélioration de la résolution jusqu'à 6% est obtenue pour les jets avec $E^{pjet} >$ 100 GeV. Comme pour la résolution avec uniquement α ($\lambda = 1$), une amélioration plus faible (entre 0,5% et 3,5%) est obtenue pour les jets avec $E^{pjet} <$ 100 GeV.

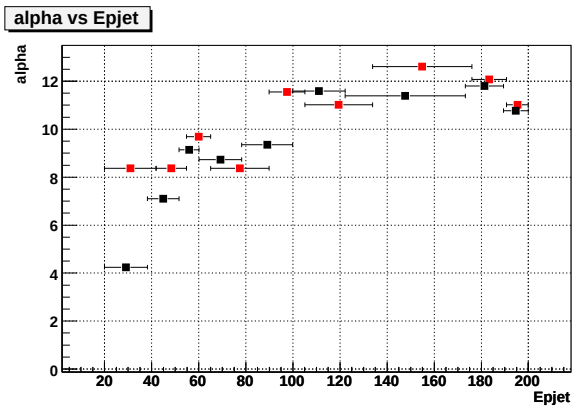


FIG. 6.13 – *Valeurs obtenues du coefficient α en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet (en GeV), déterminées simultanément avec le coefficient λ dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Les points noirs sont obtenus avec tous les événements. Les points rouges sont obtenus uniquement avec ceux possédant au moins un cluster-3D associé au jet.*

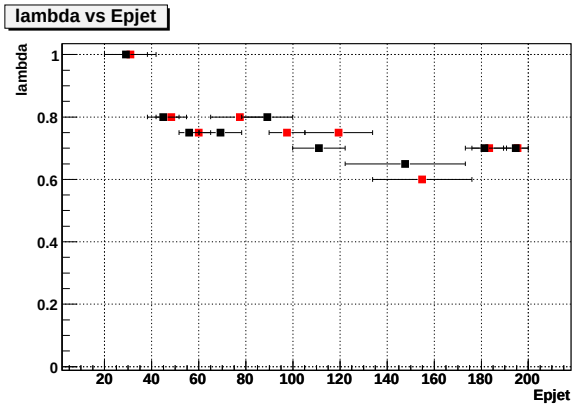


FIG. 6.14 – *Valeurs obtenues du coefficient λ en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet (en GeV), déterminées dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Les points noirs sont obtenus avec tous les événements. Les points rouges sont obtenus uniquement avec ceux possédant au moins un cluster-3D associé au jet.*

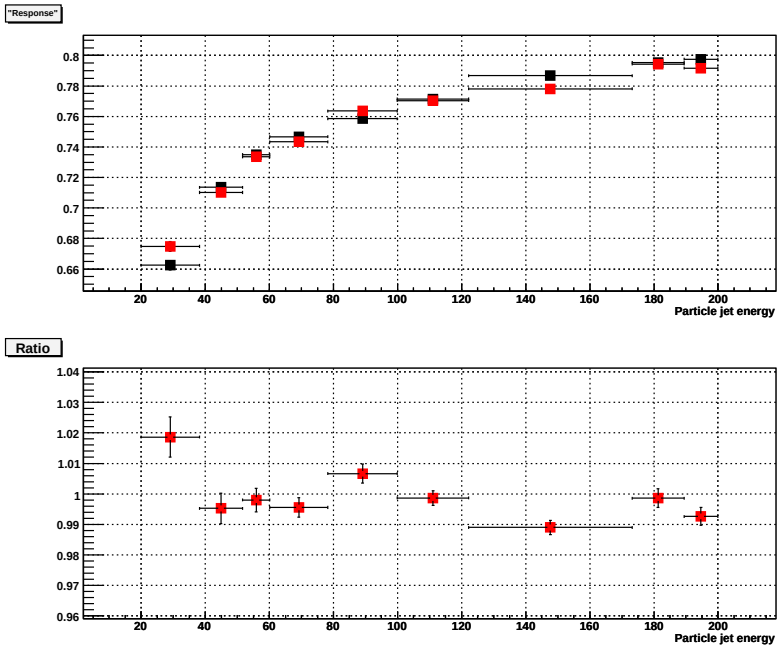


FIG. 6.15 – *En haut : coefficient de "réponse" $\tilde{R}_{\alpha,\lambda} = (\alpha \cdot E^{jet}_{CPS} + \lambda \cdot E^{jet}_{EM1} + E^{jet}_{Layer>1})/E^{pjet}$ en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet (en GeV) dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Les points noirs correspondent à $\alpha = 0$ et $\lambda = 1$. Les points rouges sont ceux obtenus avec les valeurs de α et de λ déterminées dans cette étude. En bas : rapport de $\tilde{R}_\alpha$ et de $\tilde{R}_{\alpha=0}$. En bas : rapport entre le coefficient de "réponse" obtenu avec les valeurs de α et de λ déterminées dans cette étude et celui obtenu avec $\alpha = 0$ et $\lambda = 1$.*

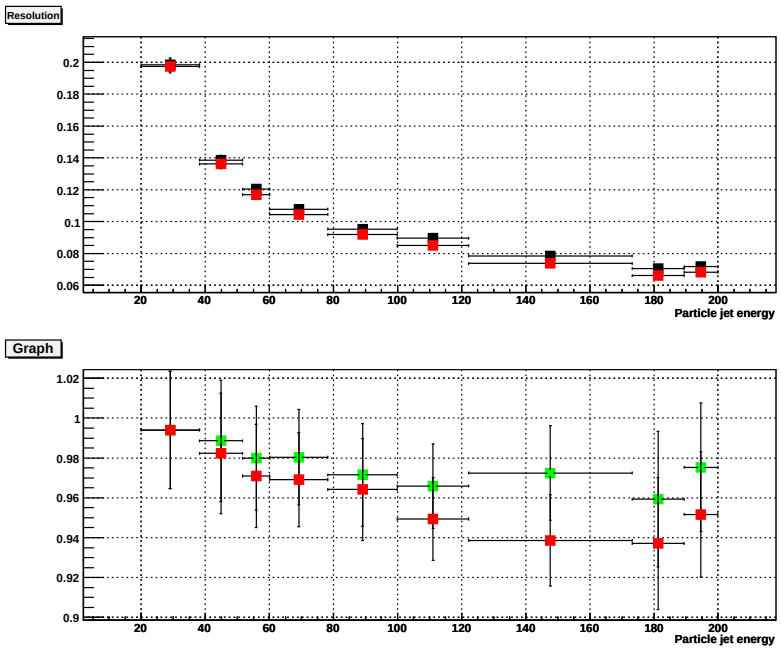


FIG. 6.16 – *En haut : résolution en énergie des jets en fonction de l'énergie originelle des particules constituant le jet (en GeV) dans les événements Monte Carlo gamma+jet. Les points noirs correspondent à* $\alpha = 0$ *et* $\lambda = 1$. *Les points rouges sont ceux obtenus avec les valeurs de* α *et de* λ *déterminées dans cette étude. En bas : rapport entre la résolution obtenue avec les valeurs de* α *et de* λ *déterminées dans cette étude et celle obtenue avec* $\alpha = 0$ *et* $\lambda = 1$. *Les points verts correspondent aux résultats précédents du paragraphe 6.2 avec la détermination du coefficient* α *seul (*$\lambda = 1$*).*

6.3.2 Addition d'un facteur pour tenir compte du cryostat

Une fraction de l'énergie des jets est perdue dans le cryostat situé entre le CPS et la première couche du calorimètre. On a essayé de paramétrer cette énergie avec une constante β multipliée par la moyenne géométrique entre les énergies du CPS et de la couche EM1, comme réalisé dans la référence [135] avec le détecteur ATLAS. L'énergie des jets s'écrit alors de la manière suivante :

$$E^{jet} = \alpha \cdot E^{jet}_{CPS} + \lambda \cdot E^{jet}_{EM1} + E^{jet}_{Layer>1} + \beta \cdot \sqrt{E^{jet}_{CPS} E^{jet}_{EM1}} \tag{6.4}$$

Les coefficients α, λ et β sont déterminés simultanément dans les événements Monte Carlo gamma+jet pour obtenir la meilleure résolution en énergie possible. Aucune amélioration n'est observée par rapport au cas où $\beta = 0$. Pour illustrer cela, la figure 6.17 montre la résolution en énergie obtenue en fonction de β pour l'intervalle d'énergie 92-106 GeV avec $\alpha = 10$ et $\lambda = 0.8$. La moyenne géométrique CPS/EM1 n'est peut-être pas la meilleure méthode pour paramétrer l'énergie déposée dans le cryostat du détecteur DØ.

6.4 Conclusion

Cette étude a montré que l'ajout de l'énergie déposée dans le CPS, via les clusters-3D, à l'énergie calorimétrique des jets, permettait d'améliorer la résolution en énergie d'environ 4% pour des jets avec $E^{pjet} > 100$ GeV. Une amélioration est également trouvée pour les jets de plus basse énergie, bien que limitée par la grande fraction de jets de basse énergie (jusqu'à 30%) ne possédant pas de clusters-3D associé.

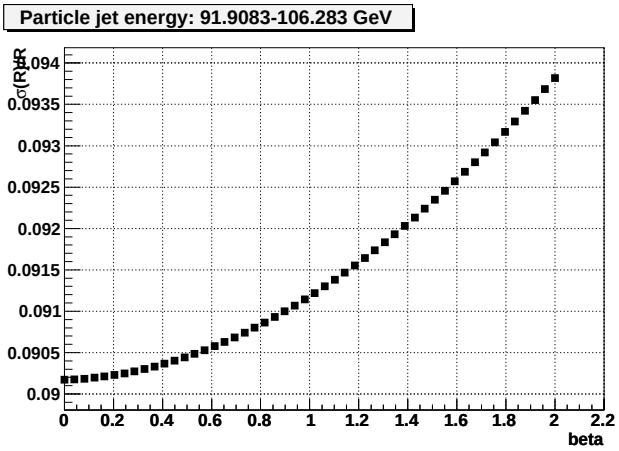


FIG. 6.17 – *Résolution en énergie obtenue en fonction de β pour l'intervalle d'énergie 92-106 GeV avec $\alpha = 10$ et $\lambda = 0.8$.*

Des études ultérieures [136] ont montré que l'association directe des "clusters simple couche" aux jets, sans passer par l'intermédiaire des clusters-3D, permettait d'obtenir une amélioration de la résolution entre 5% et 10% quelle que soit l'énergie du jet. Cette amélioration obtenue dans la simulation Monte Carlo est également observée dans les données gamma+jets.
Une autre limitation de l'étude présentée ici était la nécessité de dériver une nouvelle échelle d'énergie des jets. Cet obstacle peut être contourné en ajoutant l'énergie du CPS événement par événement, mais de manière à ne pas changer l'énergie moyenne des jets dans le lot considéré. Cela est réalisé en utilisant la relation suivante pour l'énergie des jets [136] :

$$E^{jet}_{JES+CPS} = kjes \frac{E^{jet}_{calo} + \alpha E^{jet}_{CPS}}{1 + \alpha < E_{CPS} > / < E_{calo} >} \tag{6.5}$$

où $kjes$ est le facteur correctif de l'échelle d'énergie des jets et $< E_{CPS} > / < E_{calo} >$ est le rapport des moyennes des énergies associées aux jets, dans le CPS et dans le calorimètre, déterminé en fonction de l'énergie et de la pseudorapidité des jets considérés.

Chapitre 7

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

Le quark top est produit au Tevatron principalement par paire et, dans le cadre du modèle standard, se désintègre en un boson W et un quark b. Les différents états finaux, dictés par les désintégrations possibles du W, font pour la plupart l'objet d'études dans l'expérience DØ. Le canal qui sera présenté ici correspond à celui où l'un des deux W se désintègre leptoniquement (soit en une paire électron-neutrino électronique, soit en une paire muon-neutrino muonique) et où l'autre W se désintègre en un tau hadronique accompagné d'un neutrino tauique. Cela correspond aux deux états finaux suivants : $\mu+\tau+\nu_\mu+\nu_\tau+2b$ et $e+\tau+\nu_e+\nu_\tau+2b$. La figure 7.1 présente le diagramme de Feynman principal correspondant.

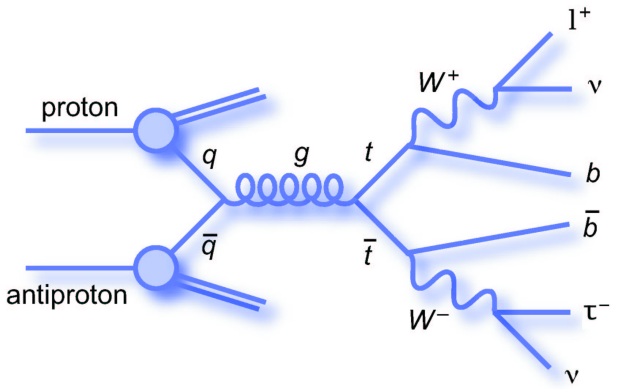


FIG. 7.1 – *Diagramme de Feynman principal de la production de paire $t\bar{t}$ au Tevatron, dans le canal tau+lepton.*

7.1 Déclenchement et données utilisées

7.1.1 Sélection des données

Cette analyse utilise les données collectées au début du Run IIb entre juillet 2006 et août 2007. Pour diminuer le temps de calcul, des lots de données avec des objets passant certains critères de sélection assez relâchés ont été constitués par la collaboration [137]. Les lots de données utilisés pour la mesure de la section efficace sont les suivants :

- **"sélection électron+jet" :** ce lot est constitué des données possédant soit au moins un "électron loose" (cf. paragraphe 3.1) de $p_T > 14$ GeV/c avec une trace associée de

$p_T > 5$ GeV/c, soit au moins un "électron loose" isolé ($f_{iso} < 0,2$, cf. équation (3.3)), de $p_T > 14$ GeV/c, avec une vraissemblance électromagnétique$> 0,2$; mais sans imposer le critère sur χ^2_{Hmx7}. Ce lot correspond à 19 396 393 événements.
- **"sélection muon+jet" :** ce lot est constitué des données possédant un "muon loose" (cf. paragraphe 3.1) de $p_T > 12,5$ GeV/c, sans imposer ni la présence d'une trace chargée associée, ni les critères d'isolation du muon. Ce lot correspond à 24 398 616 événements.

Durant cette période, plusieurs définitions de déclenchement permettent l'acquisition des événements $t\bar{t}$ recherchés : principalement celles basées uniquement sur la présence d'un lepton, électron ou muon, ou celles basées sur la présence d'un lepton et d'un jet, ce qui permet d'être moins strict sur les critères du lepton. Ces critères correspondent à plus de 100 définitions de déclenchement différentes. L'ensemble des événements passant au moins une de ces définitions de déclenchement ont été utilisés. Ces critères de déclenchement sont appelés "Super-OR μ/μ+jet" et "Super-OR e/e+jet".

7.1.2 Réjection des données corrompues

Divers dysfonctionnements des sous-détecteurs peuvent se produire pendant la prise de données. Seules les données collectées lors d'un fonctionnement normal des différents sous-détecteurs sont utilisées dans les analyses de physique. Ainsi, on est amené à rejeter des périodes de prise de données, ou des événements particuliers. En particulier les bruits suivants font l'objet d'une recherche systématique [138] :
- "Bruit cohérent" (coherent noise) : décalage cohérent des piédestaux de toutes les cellules du calorimètre liées à un ou plusieurs convertisseur ADC. Environ 2.7% des données sont affectées par ce bruit.
- "Anneau de feu" (ring of fire) : l'alimentation en haute tension des couches EM du calorimètre est réalisée par une électrode circulaire. Lorsque celle-ci est touchée par un bruit extérieur, un dépôt d'énergie fictif est perçu pour toutes les cellules d'une même couche et d'une même pseudo-rapidité. Durant l'arrêt de 2003, le câble à l'origine du bruit a été remplacé et ce bruit est devenu beaucoup moins fréquent (21 événements recensés dans les données utilisées dans cette analyse).
- "Bruit de midi" (noon noise) : bruit observé certains jours aux alentours de midi et caractérisé par une grande occupation dans certains châssis de lecture du calorimètre. Environ 0,005% des données sont affectées par ce bruit.
- "Secteur vide" (empty crate) : au moins un des 12 chassis (crate) de lecture des données du calorimètre est vide de tout signal, à cause d'un problème de fonctionnement des convertisseurs ADC. Environ 0,15% des données sont affectées par ce bruit.

Après l'application de ces critères de qualité, la luminosité intégrée totale disponible pour chacun des canaux e+τ et μ+τ est de (1216 ± 74) pb^{-1} [47].

7.2 Simulation du signal et des bruits de fond

Les bruits de fond physique considérés dans cette analyse sont la production électrofaible du boson W, quand il se désintègre leptoniquement, accompagné de jets (W+jets), la production de Z/γ^*, se désintégrant en $\ell^+\ell^-$, accompagné de jets (Z/γ^*+ jets), la production de dibosons (WW, WZ and ZZ) et la production d'un top célibataire[1]. On considère également le bruit de fond issu de la production multijets, que l'on estime à partir des données. Le signal $t\bar{t}$ et

[1]La production de quarks top célibataires n'a pas encore été observée à 5 σ, mais une "evidence" à 3,6 σ a été obtenue récemment dans DØ [20].

ces différents bruits de fond (à l'exception du bruit de fond multijets) sont produits via la chaîne de simulation décrite brièvement au paragraphe 2.3. Les événements simulés sont tous engendrés à l'ordre dominant ("Leading Order" : LO) ou à l'ordre logarithmique le plus haut ("Leading Log" : LL), et on corrige généralement la section efficace à l'ordre supérieur ("Next-to-Leading Order" : NLO) avant d'effectuer la comparaison entre les données et la simulation. Les événements simulés par la méthode Monte Carlo sont également soumis aux critères de qualité présentés au paragraphe 7.1.1, en raison des données ajoutées pour simuler les collisions multiples $p\bar{p}$ (cf. paragraphe 2.3).

7.2.1 Événements $t\bar{t}$

Des événénements $t\bar{t}$ se désintégrant dans les états finaux possédant un ou deux leptons (électron, muon ou tau) ont été engendrés à l'aide du générateur Alpgen, avec la masse du quark top fixée à 170 GeV/c^2 ou à 175 GeV/c^2. Différents lots sont créés en fonction du nombre de jets de partons (u, d, s et c) présents dans l'état final, notés lp pour "light partons". Les lots sont engendrés de manière inclusive ou exclusive selon qu'on autorise ou pas la présence de jets surnuméraires. Le nombre d'événements engendrés par processus est présenté dans le tableau 7.1 pour les lots d'événements $t\bar{t}$ engendrés avec la masse du quark top fixée à 170 GeV/c^2. La section efficace NLO prédite dans le cadre du modèle standard est également indiquée pour ces lots d'événements. Cette section efficace dépend de la masse du quark top choisie, comme on peut le voir sur la figure 7.2. Les valeurs étiquetées "Kidonakis" proviennent de la référence [139], tandis que celles étiquetées "Mangano" proviennent de la référence [140]. Les valeurs utilisées dans la suite seront celles de la référence [139].

Processus	Nombre d'événements engendrés	σ_{NLO}(pb)
$t\bar{t} + 0\mathtt{lp} \to \ell\ell + b\bar{b} + 0\mathtt{lp}$ exclusive	269 180	0,5180
$t\bar{t} + 1\mathtt{lp} \to \ell\ell + b\bar{b} + 1\mathtt{lp}$ exclusive	133 988	0,2096
$t\bar{t} + 2\mathtt{lp} \to \ell\ell + b\bar{b} + 2\mathtt{lp}$ inclusive	67 500	0,1035
$t\bar{t} + 0\mathtt{lp} \to \ell + b\bar{b} + 2\mathtt{lp}$ exclusive	276 367	2,1617
$t\bar{t} + 1\mathtt{lp} \to \ell + b\bar{b} + 3\mathtt{lp}$ exclusive	139 290	0,8716
$t\bar{t} + 2\mathtt{lp} \to \ell + b\bar{b} + 4\mathtt{lp}$ inclusive	69 078	0,4316

Tab. 7.1 – *Liste des différents lots d'événements $t\bar{t}$ engendrés avec* Alpgen *avec la masse du quark top fixée à 170 GeV/c^2 et utilisés dans cette analyse. Le nombre d'événements engendrés vérifiant les critères de qualité et la section efficace correspondante sont donnés pour chaque processus.*

On notera que tous ces événements $t\bar{t}$ peuvent être considérés comme du signal pour la mesure de la section efficace. Néanmoins seuls les événements possédant un lepton et un tau hadronique sont réellement la cible de cette analyse. Ceci est d'autant plus vrai pour la recherche du boson de Higgs chargé, qui sera présentée au chapitre 8.

7.2.2 Événements W+jets

Les événements W+jets sont également engendrés avec Alpgen, par lots de multiplicité de jets de partons, dont la figure 7.3 présente un des diagrammes de Feynman de production. Des lots contenant une paire de quarks lourds $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ sont également produits séparément, afin d'obtenir une plus grande statistique. Les lots engendrés sans production forcée de saveurs lourdes sont filtrés de manière à empêcher la présence de jets de c ou de b, afin d'éviter tout double comptage [141]. La proportion d'événements possédant des quarks de saveurs lourdes par rapport aux autres événements est ajustée à l'aide d'un facteur multiplicatif, appelé HF-facteur, appliqué aux lots $W + 2b$ et $W + 2c$. En effet, les événements W+jets étant engendrés à l'ordre logarithmique le plus haut, la proportion des événements de saveurs lourdes n'est pas directement

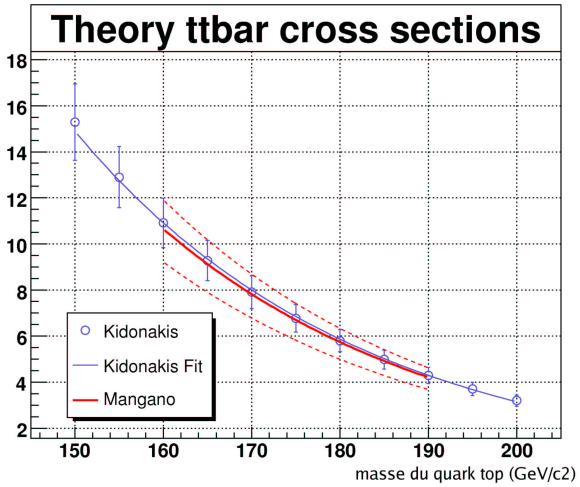


FIG. 7.2 – *Section efficace théorique de production de paire $t\bar{t}$ au Tevatron, en pb, dans le modèle standard, en fonction de la masse du quark top (GeV/c^2). Les valeurs étiquetées "Kidonakis" proviennent de la référence [139], tandis que celles étiquetées "Mangano" proviennent de la référence [140].*

connue aux ordres supérieurs. Ce facteur a été déterminé par une étude comparant les données et la simulation [142]. La normalisation globale des événements W+jets n'étant pas connue à cette étape, le lot de données utilisé est scindé en deux en demandant la présence (ou non) d'un jet étiqueté comme jet de b. La comparaison du nombre de données et du nombre d'événements simulés permet ainsi d'obtenir deux équations indépendantes dont la résolution permet d'obtenir le HF-facteur. Les valeurs suivantes ont été obtenues : 2,0±0,4 pour le canal e+τ, et 2,3±0,5 pour le canal μ+τ. Les valeurs trouvées diffèrent suivant le canal, mais restent cependant compatibles aux vues des incertitudes. Le tableau 7.2 présente le nombre d'événements engendrés par lot, ainsi que la section efficace LL correspondante. La procédure de normalisation permettant de passer de la section efficace LL à la section efficace "réelle" est décrite dans le paragraphe 7.3.3.

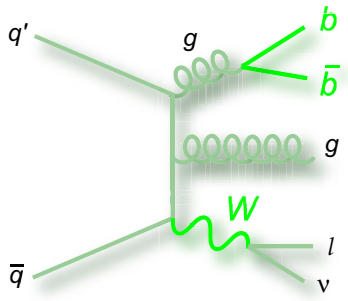


FIG. 7.3 – *Un des diagrammes de Feynman de production W+jets.*

7.2.3 Événements Z/γ^*+jets

Les événements Z/γ^*+jets, dont un des diagrammes de production est présenté figure 7.4, ont été engendrés avec ALPGEN. Les événements engendrés sont ceux où le boson Z se désintègre en deux leptons (électron, muon ou tau). Des lots distincts ont été engendrés en fonction de l'intervalle de masse invariante $M_{\ell^+\ell^-}$ considéré : 15-75 GeV/c^2, 75-130 GeV/c^2, 130-250 GeV/c^2, ou supérieure à 250 GeV/c^2. Comme pour les événements W+jets, des lots contenant une paire $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ ont été

Processus	Nombre d'événements engendrés	σ_{LL}(pb)
$W \to \ell\nu + \texttt{0lp}$ exclusive	1 079 813	4518,1
$W \to \ell\nu + \texttt{1lp}$ exclusive	1 110 927	1279,4
$W \to \ell\nu + \texttt{2lp}$ exclusive	853 896	298,2
$W \to \ell\nu + \texttt{3lp}$ exclusive	376 355	69,87
$W \to \ell\nu + \texttt{4lp}$ exclusive	376 504	15,72
$W \to \ell\nu + \texttt{5lp}$ inclusive	152 076	4,77
$W \to \ell\nu + c\bar{c} + \texttt{0lp}$ exclusive	361 836	23,99
$W \to \ell\nu + c\bar{c} + \texttt{1lp}$ exclusive	363 656	13,36
$W \to \ell\nu + c\bar{c} + \texttt{2lp}$ exclusive	186 946	5,39
$W \to \ell\nu + c\bar{c} + \texttt{3lp}$ inclusive	92 441	2,50
$W \to \ell\nu + b\bar{b} + \texttt{0lp}$ exclusive	724 174	9,36
$W \to \ell\nu + b\bar{b} + \texttt{1lp}$ exclusive	530 919	4,26
$W \to \ell\nu + b\bar{b} + \texttt{2lp}$ exclusive	255 667	1,53
$W \to \ell\nu + b\bar{b} + \texttt{3lp}$ inclusive	120 230	0,72

TAB. 7.2 – *Liste des différents lots d'événements W+jets engendrés avec* ALPGEN. *Le nombre d'événements engendrés vérifiant les critères de qualité et la section efficace LL correspondante sont donnés pour chaque processus.*

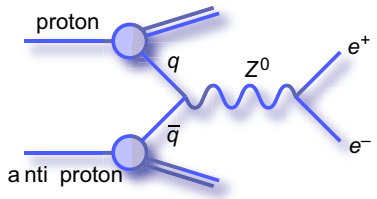


FIG. 7.4 – *Un des diagrammes de Feynman de production Z/γ^*+jets.*

produits séparément, ceci pour les intervalles 15-75 GeV/c^2 et 75-130 GeV/c^2. Les HF-facteurs permettant d'obtenir la fraction correcte de saveurs lourdes ont été calculés en comparant les sections efficaces NLO des différents processus données par le programme MCFM [143]. On obtient les facteurs suivants [144] : 1,5±0,3 pour les événements Z/γ^*+2b et 1,7±0,3 pour les événements Z/γ^*+2c. Un facteur empirique additionnel de 1,16±0,35, appelé "S_HF-factor", déterminé en comparant données et simulation (cf. référence [145]) est utilisé pour obtenir un accord entre données et simulation. Le tableau 7.3 présente le nombre d'événements engendrés pour les différents lot Z/γ^*+jets avec le boson Z se désintégrant en deux électrons, et les sections efficaces LL correspondantes. Des lots similaires ont été utilisés pour les événements où le boson Z se désintègre en deux muons ou en deux taus. Les sections efficaces LL sont ensuite multipliées par un facteur correctif (1,3±0,1, appelé k'-factor) qui permet d'obtenir la section efficace NLO, estimé avec le programme MCFM.

Événements dibosons

Les événements dibosons (WW, WZ et ZZ), dont le diagramme de Feynman de production à l'ordre des arbres est présenté figure 7.5, ont été engendrés avec PYTHIA. Le tableau 7.4 présente le nombre d'événements engendrés ainsi que la section efficace correspondante.

Processus	intervalle de masse invariante	Nombre d'événements engendrés	σ_{LL}(pb)
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{0lp}$ exclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	351 876	337,97
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{1lp}$ exclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	183 139	40,00
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{2lp}$ exclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	185 678	9,71
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{3lp}$ inclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	181 143	2,65
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{0lp}$ exclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	1 243 869	133,10
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{1lp}$ exclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	615 026	40,70
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{2lp}$ exclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	341 739	9,95
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{3lp}$ inclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	196 273	3,21
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{0lp}$ exclusive	$130 - 250$ GeV/c^2	363 850	0,90
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{1lp}$ exclusive	$130 - 250$ GeV/c^2	177 515	0,36
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{2lp}$ exclusive	$130 - 250$ GeV/c^2	180 261	0,097
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{3lp}$ inclusive	$130 - 250$ GeV/c^2	368 042	0,033
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{0lp}$ exclusive	> 250 GeV/c^2	369 385	0,067
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{1lp}$ exclusive	> 250 GeV/c^2	286 286	0,036
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{2lp}$ exclusive	> 250 GeV/c^2	347 022	0,011
$Z/\gamma^* \to ee + \texttt{3lp}$ inclusive	> 250 GeV/c^2	180 917	0,004
$Z/\gamma^* \to ee + c\bar{c} + \texttt{0lp}$ exclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	185 673	0,93
$Z/\gamma^* \to ee + c\bar{c} + \texttt{1lp}$ inclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	84 896	0,50
$Z/\gamma^* \to ee + c\bar{c} + \texttt{2lp}$ inclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	45 318	0,28
$Z/\gamma^* \to ee + b\bar{b} + \texttt{0lp}$ exclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	185 369	0,42
$Z/\gamma^* \to ee + b\bar{b} + \texttt{1lp}$ inclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	87 349	0,19
$Z/\gamma^* \to ee + b\bar{b} + \texttt{2lp}$ inclusive	$75 - 130$ GeV/c^2	41 274	0,09
$Z/\gamma^* \to ee + c\bar{c} + \texttt{0lp}$ exclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	173 439	4,13
$Z/\gamma^* \to ee + c\bar{c} + \texttt{1lp}$ inclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	169 641	1,03
$Z/\gamma^* \to ee + c\bar{c} + \texttt{2lp}$ inclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	152 025	0,37
$Z/\gamma^* \to ee + b\bar{b} + \texttt{0lp}$ exclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	186 309	0,51
$Z/\gamma^* \to ee + b\bar{b} + \texttt{1lp}$ inclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	92 179	0,19
$Z/\gamma^* \to ee + b\bar{b} + \texttt{2lp}$ inclusive	$15 - 75$ GeV/c^2	89 594	0,08

TAB. 7.3 – *Liste des différents lots d'événements $Z/\gamma^* \to ee$+jets engendrés avec* ALPGEN. *Le nombre d'événements engendrés vérifiant les critères de qualité et la section efficace LL correspondante sont donnés pour chaque processus.*

Processus	Nombre d'événements engendrés	σ_{LL}(pb)
WW inclusive	175 897	12
WZ inclusive	84 303	3,68
ZZ inclusive	86 675	1,42

TAB. 7.4 – *Liste des différents lots d'événements diboson engendrés avec* PYTHIA. *Le nombre d'événements engendrés vérifiant les critères de qualité et la section efficace LL correspondante sont donnés pour chaque processus.*

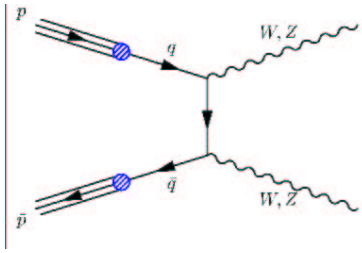


FIG. 7.5 – Diagramme de Feynman de production des événements dibosons (à l'ordre des arbres).

Processus	Nombre d'événements engendrés	σ_{LL}(pb)
tqb→ eν+q+2b	130 068	0,25272
tqb→ $\mu\nu$+q+2b	137 824	0,25272
tqb→ $\tau\nu$+q+2b	117 079	0,25272
tb→ eν+2b	92 620	0,12096
tb→ $\mu\nu$+2b	76 433	0,12096
tb→ $\tau\nu$+2b	122 346	0,12096

TAB. 7.5 – *Liste des différents lots d'événements top célibataire engendrés avec* COMPHEP. *Le nombre d'événements engendrés vérifiant les critères de qualité et la section efficace LL correspondante sont donnés pour chaque processus.*

7.2.4 Événements top célibataire

Les événements top célibataire, dont les principaux diagrammes de Feynman de production sont présentés figure 1.10, ont été engendrés avec le générateur COMPHEP. Le tableau 7.5 présente le nombre d'événements engendrés ainsi que la section efficace correspondante à chaque état final considéré.

7.2.5 Événements multijets

Les événements multijets sont issus de processus QCD. Ils seront sélectionnés par la reconstruction erronée de leptons isolés, ce qui, a priori, ne peut pas être négligé en raison de la très grande section efficace des processus de production multijets au Tevatron. À cause de la difficulté à simuler précisément les événements QCD (en particulier le temps de calcul et l'espace disque nécessaire), l'estimation des événements multijets sera réalisée à partir des données possédant un lepton et candidat tau de même charge électrique. La procédure utilisée sera décrite au paragraphe 7.4.4. Toutefois, lors de la présélection, aucun candidat tau n'est encore sélectionné. Le bruit de fond multijet sera donc estimé par une autre méthode, basée sur les données possédant un lepton isolé "loose" mais ne passant pas les critères d'isolation "tight", qui sera décrite au paragraphe 7.3.3.

7.2.6 Corrections appliquées sur les événements simulés

Correction du profil de luminosité

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3, des données "Zero bias" sont ajoutées aux événements simulés pour reproduire correctement l'empilement des événements. Toutefois, la distribution de la luminosité instantanée à laquelle ont été acquis les événements ajoutés n'est pas forcément en accord avec le profil de luminosité observé dans les données analysées. Pour corriger cet effet, on applique un poids à chaque événement, en fonction de sa luminosité instantanée, de manière à obtenir un profil identique dans les données et dans la simulation.

Correction de la position en z du vertex primaire

Dans la simulation par la méthode Monte Carlo, au niveau du générateur, la coordonnée z du vertex primaire est distribuée aléatoirement selon une distribution gaussienne centrée en 0 et de largeur 25 cm. Dans les données, la position en z du vertex primaire est distribuée de manière légèrement différente et peut être paramétrée par un ajustement réalisée dans l'intervalle [-60,60] cm [146]. Pour corriger cette différence, on applique un poids à chaque événement, de manière à obtenir la même distribution dans les données et dans les événements simulés.

Correction du l'impulsion transverse du boson Z

La comparaison des spectres en impulsion transverse des bosons Z issus de la simulation, avec ceux observés dans les données, a montré des différences qui peuvent être corrigées en pondérant les événements à l'aide de la relation suivante [147] :

$$W(p_T^Z) = \frac{1}{2}p_0\left(1 + Erf\left(\frac{p_T^Z - p_1}{p_2 * \sqrt{2}}\right)\right) + p_3 \tag{7.1}$$

où Erf est la fonction erreur, définie par $Erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-y^2}dy$, p_T^Z l'impulsion transverse du boson Z au niveau générateur et p_i des paramètres dépendant de la multiplicité des jets, donnés dans le tableau 7.6.

0 jet	1 jet	$\geqslant$ 2 jets
$p_0 : 0 \pm 0$	$p_0 : 0,546 \pm 0,314$	$p_0 : 0,264 \pm 0,062$
$p_1 : 1 \pm 0$	$p_1 : 16,79 \pm 0,68$	$p_1 : 26,99 \pm 4,75$
$p_2 : 1 \pm 0$	$p_2 : 5,677 \pm 0,814$	$p_2 : 4,311 \pm 7,529$
$p_3 : 1,028 \pm 0,006$	$p_3 : 0,415 \pm 0,025$	$p_3 : 0,6619 \pm 0,4158$

TAB. 7.6 – *Paramètres de la fonction utilisée pour corriger le p_T du boson Z.*

7.3 Présélection des événements "lepton+jets"

7.3.1 Sélection des événements

La présélection a pour but de sélectionner les événements possédant un lepton (e/μ) et au moins deux jets. Pour cela, on sélectionne les événements passant les critères suivants :

- au moins un lepton de $p_T > 15,0$ GeV/c ;
- au moins un jet de $p_T > 30,0$ GeV/c ;
- au moins deux jets de $p_T > 20,0$ GeV/c.
- la coordonnée z du vertex primaire doit se trouver dans l'acceptance du détecteur de traces ($|z_{PV}| < 60$ cm) et au moins 3 traces doivent être associées à ce vertex.

Critères de sélection spécifiques au canal e+jets

- L'énergie transverse manquante doit être supérieure à 20 GeV pour diminuer la contribution des événements multijets ;
- un et un seul électron isolé "tight" (cf. paragraphe 3.1) dans $-1,1 < \eta_{det} < 1,1$, avec un $p_T > 15$ GeV/c ;
- aucun muon isolé de $p_T > 15$ GeV/c ne doit être reconstruit dans $|\eta| < 2,0$;
- l'électron selectionné doit venir du vertex primaire ($|\Delta z(\mu, PV)| < 1,0$ cm) ;

– l'énergie d'un jet reconstruit en électron est généralement erronée, ce qui se traduit par l'apparition d'énergie transverse manquante colinéaire à l'électron. Ainsi, les événéments multijets passant la sélection possèdent majoritairement un $\Delta\phi(e,\not{E}_T)$ et une $\not{E}_T$ faibles. On rejette ces événements grâce à la coupure $\Delta\phi(e,\not{E}_T) > 2,2 - 0,045 * \not{E}_T$, appelée "coupure triangulaire". La figure 7.6 montre la répartition des événements dans le plan $(\Delta\phi(e,\not{E}_T), \not{E}_T)$ pour le signal et pour les données. On notera que cette coupure rejette 4,6% du signal pour 28,4% des données.

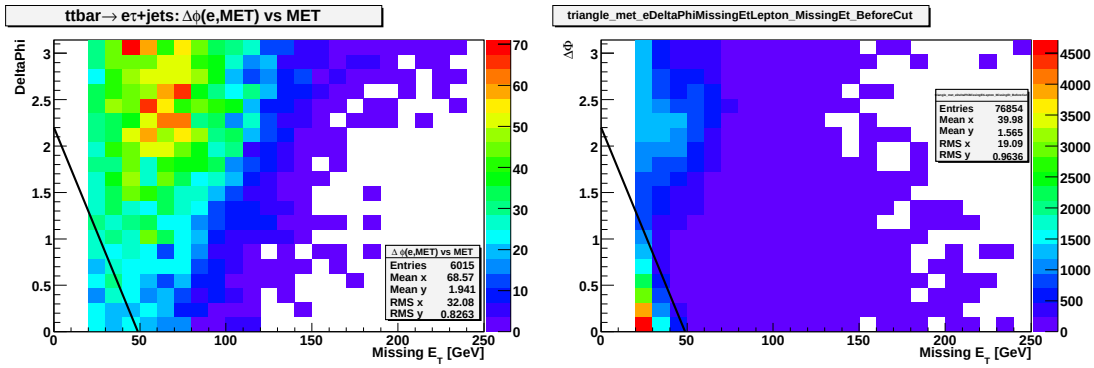


FIG. 7.6 – *Répartition des événements dans le plan $(\Delta\phi(e,\not{E}_T),\not{E}_T)$ pour le signal (à gauche) et pour les données (à droite) dans le canal $e+\tau$, avant l'application de la "coupure triangulaire". Les événements sous la ligne noire sont rejetés par le "coupure triangulaire" (4,6% du signal et 28,4% des données).*

Critères de sélection spécifiques au canal μ+jets

– L'énergie transverse manquante doit être supérieure à 15 GeV pour diminuer la contribution des événements multijets ;
– un et un seul muon isolé "tight" (cf. paragraphe 3.1) dans $-1,8 < \eta_{det} < 1,8$, avec un $p_T > 20$ GeV/c. L'acceptance des muons a été réduite à 1,8, alors que le spectromètre à muons permet une reconstruction jusqu'à une pseudorapidité de 2,0 ; ceci en raison de problèmes liés à la paramétrisation utilisée du système de déclenchement ;
– aucun électron isolé de $p_T > 15$ GeV/c ne doit être reconstruit dans le calorimètre central ;
– le muon selectionné doit venir du vertex primaire ($|\Delta z(\mu, PV)| < 1,0$ cm) ;
– le muon provenant d'un jet non reconstruit est vu comme isolé et donc passe les coupures de sélection. Toutefois, la non reconstruction du jet associé engendre l'apparition d'énergie transverse manquante colinéaire au muon. Ainsi les événéments multijets passant la sélection possèdent majoritairement un $\Delta\phi(\mu,\not{E}_T)$ et une $\not{E}_T$ faibles. On rejette ces événements grâce à la coupure $\Delta\Phi(\mu,\not{E}_T) > 2,1 - 0,035 * \not{E}_T$ ("coupure triangulaire").

7.3.2 Efficacité de déclenchement

Le système de déclenchement n'étant pas correctement décrit par la simulation, on détermine, pour chaque critère de déclenchement utilisé, l'efficacité de déclenchement associée en fonction des objets reconstruits présent dans l'événement. Cette efficacité est calculée dans les données en comparant les objets reconstruits au niveau de l'analyse, aux objets reconstruits aux différents niveaux du système de déclenchement. Les événements issus de la simulation sont alors pondérés par leur probabilité de passer les conditions de déclenchement utilisées [148].
Les probabilités de déclenchement obtenues lors de l'analyse des données du Run IIa [149] ont été comparées à celles obtenues dans cette analyse (Run IIb) pour le signal. Les événements $t\bar{t}$ se désintégrant en deux leptons ont été utilisés pour effectuer cette comparaison, en demandant la

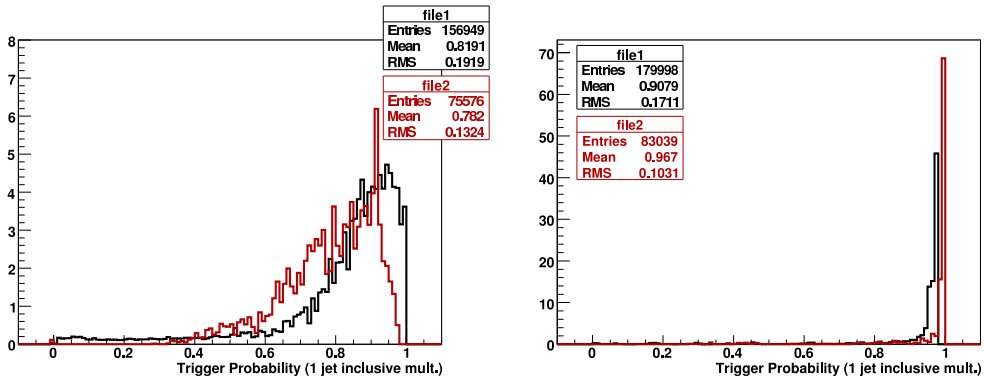


FIG. 7.7 – *Distributions de l'efficacité de déclenchement pour les événements $t\bar{t} \rightarrow \ell + \tau_h$ muon+jet (à gauche) et électron+jet (à droite). Les courbes noires représentent les efficacités lors du Run IIa, les courbes rouges celles obtenues dans cette analyse (Run IIb).*

présence d'un lepton et d'un tau se désintégrant de manière hadronique au niveau des particules engendrées. Les coupures de présélection sont appliquées au niveau reconstruit, à l'exception du nombre de jets qui est restreint à un jet. Les distributions obtenues sont présentées dans la figure 7.7. Pour le canal électron+jet, une moyenne de 96,7% est obtenue, ce qui correspond à une amélioration d'environ 6% par rapport aux définitions de déclenchement utilisées au Run IIa. Pour le canal muon+jet, une moyenne de 78,2% est observée, ce qui est inférieur à la moyenne de 81,9% obtenue au Run IIa. Ceci s'explique par l'augmentation des seuils sur les objets de déclenchement effectuée dans les définitions de déclenchements du Run IIb.

7.3.3 Normalisation du fond W+jets et estimation du fond multijets

La normalisation du fond W+jets est réalisée au niveau de la présélection à partir des données. Les différents fonds connus ($t\bar{t}$ et Z/γ^*+jets) sont soustraits des données et seuls les fonds W+jets et multijets ont besoin d'être normalisés. Un ajustement à deux composantes de la masse transverse du lepton et de l'énergie transverse manquante est réalisé. La forme des distributions des événements multijets est déterminée en utilisant les données possédant un lepton isolé "loose" mais ne passant pas les critères d'isolation "tight", décrits aux paragraphes 3.1 et 3.1. Comme la contribution des événements W+jets passant ces conditions doit être soustraite aux distributions du fond multijets, un ajustement itératif est réalisé. Seulement deux itérations sont nécessaires pour obtenir des facteurs de normalisation stables. Les facteurs de normalisation sont déterminés en faisant varier les facteurs de chaque contribution et en calculant un χ^2 entre les données et la somme des différentes contributions [150].
Certaines analyses réalisées par la collaboration CDF utilisent la distribution d'énergie transverse manquante pour normaliser le fond multijets, cf par exemple la référence [151]. Un ajustement a donc également été réalisé en utilisant cette distribution. Des résultats similaires à ceux obtenus avec la distribution de la masse transverse ont été trouvés, comme on peut le voir dans le tableau 7.7 qui présente les différents facteurs de normalisation obtenus avec ces ajustements.
La figure 7.8 montre les distributions de l'énergie transverse manquante et de la masse transverse du lepton et de l'énergie transverse manquante pour le fond multijets des canaux muon+jets et électron+jets. Les histogrammes noirs présentent les distributions sans soustraction des événements W+jets, les histogrammes rouges avec soustraction des événements W+jets non normalisés et les histogrammes verts les distributions avec le facteur final obtenu appliqué aux événements W+jets soustraits. La plupart des événements multijets possédant une masse transverse du lepton et de l'énergie transverse manquante inférieure à 20 GeV sont supprimés par la "coupure triangulaire" dans le plan ($\Delta\phi(l,\not{E}_T)$,$\not{E}_T$), ce qui explique le faible nombre d'événements

canaux	distributions	W+jets	multijets
muon+jets	$m_T(\mu,\not{E}_T)$	1,97 ± 0,09	0,00 ± 0,29
	$\not{E}_T$	1,93 ± 0,05	0,09 ± 0,09
électron+jets	$m_T(e,\not{E}_T)$	1,72 ± 0,03	0,16 ± 0,01
	$\not{E}_T$	1,67 ± 0,04	0,19 ± 0,02

TAB. 7.7 – *Facteurs de normalisation pour les fonds W+jets et multijets, obtenus par les ajustements utilisant les distributions de l'énergie transverse manquante ou de la masse transverse du lepton et de l'énergie transverse manquante.*

observés dans cette région.
La figure 7.9 montre les distributions de l'énergie transverse manquante et de la masse transverse du lepton et de l'énergie transverse manquante obtenues dans les données et pour les événements W+jets et multijets. Les distributions sont normalisées avec les résultats finaux des ajustements.

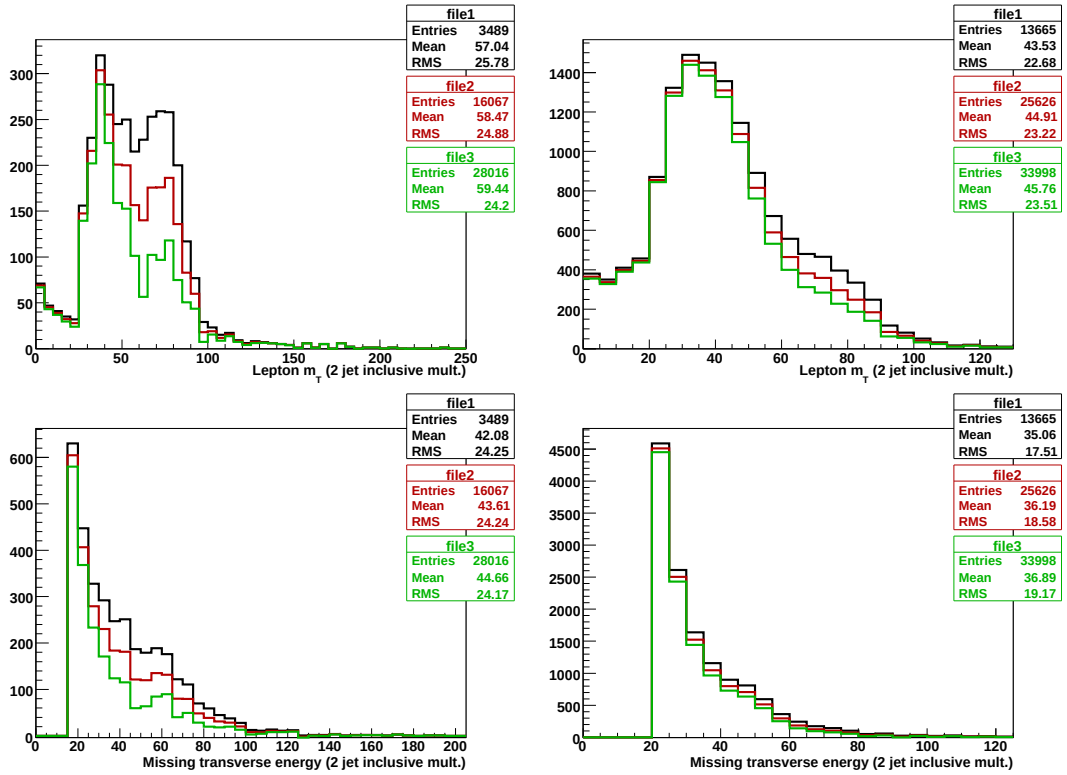


FIG. 7.8 – *Distributions de la masse transverse du lepton et de l'énergie transverse manquante (histogrammes du haut) et de l'énergie transverse manquante (histogrammes du bas) pour le fond multijets des canaux muon+jets (histogrammes de gauche) et électron+jets (histogrammes de droite). Les histogrammes noirs présentent les distributions sans soustraction des événements W+jets, les histogrammes rouges avec soustraction des événements W+jets non normalisés et les histogrammes verts les distributions avec le facteur final obtenu appliqué aux événements W+jets soustraits.*

7.3.4 Résultats

Le tableau 7.8 présente le nombre d'événements attendu pour le signal et pour les principaux fonds après la présélection, ainsi que le nombres de données observées. On notera la prédominance du fond W+jets à cette étape de l'analyse. Les figures 7.10 et 7.11 (7.12 et 7.13) présentent les distributions des principales variables après la présélection dans le canal muon+jets (électron+jets).

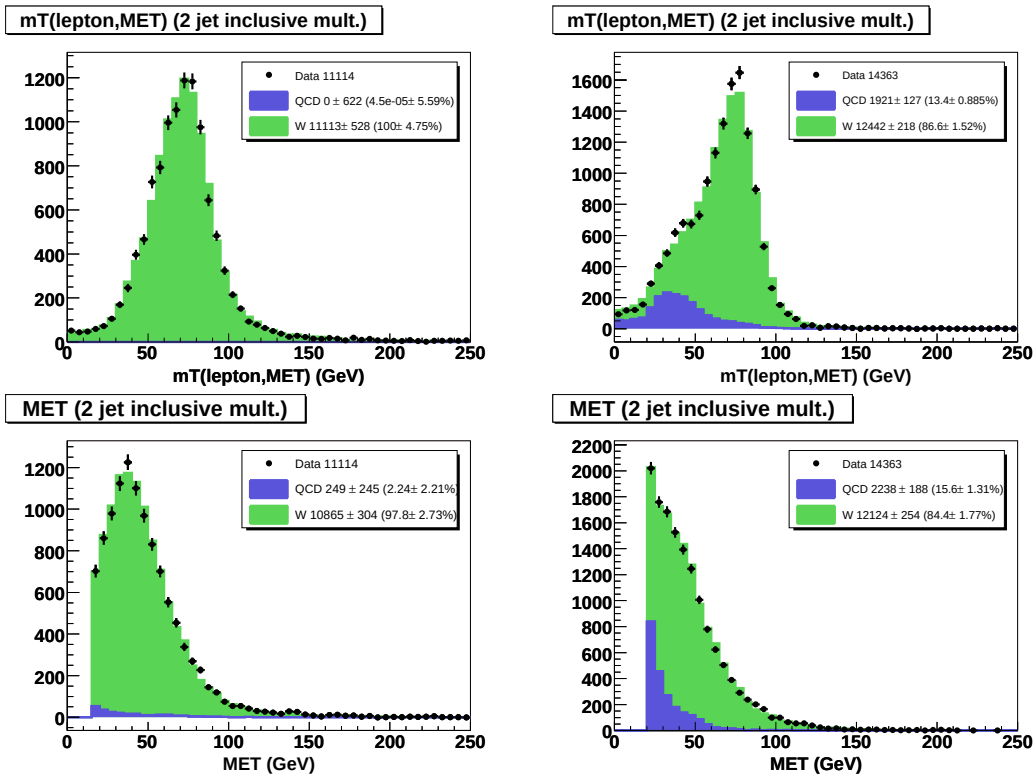


FIG. 7.9 – *Distributions de la masse transverse du lepton et de l'énergie transverse manquante (histogrammes du haut) et de l'énergie transverse manquante (histogrammes du bas) utilisées pour déterminer les facteurs de normalisation, dans les canaux muon+jets (histogrammes de gauche) et électron+jets (histogrammes de droites). Les points représentent les données auxquelles on a soustrait les contributions* $t\bar{t}$ *et* Z/γ^*+ *jets. Les distributions des événements* $W+$ *jets sont représentées en vert, les distributions des événements multijets étant en bleu. Les distributions sont normalisées avec les résultats finaux des ajustements.*

Un accord satisfaisant est observé entre les données et la simulation. On note toutefois un désaccord dans la distribution de la pseudorapidité du muon, pour les valeurs $|\eta| > 1,3$. Ceci est dû à des problèmes connus, mais non résolus lors de la réalisation de cette analyse, dans la paramétrisation des définitions de déclenchement du canal muon+jets. Un léger désaccord est également observé dans la distribution du $\Delta\phi$ entre le muon et l'énergie transverse manquante, pour les grandes valeurs de $\Delta\phi$. On observe également un léger désaccord dans la distribution de l'impulsion transverse de l'électron, en particulier en dessous de 20 GeV. Ce problème est certainement relié à la paramétrisation des efficacités d'identification des électrons de faible impulsion transverse. On notera toutefois que le désaccord disparaît lorsque l'on renforce à 40 GeV la coupure sur l'impulsion transverse du jet de plus grand p_T, comme réalisé dans l'analyse "lepton+jets" [152].

Processus	Nombre d'événements	
	$\mu + \tau$	$e + \tau$
Multijet	0,0±0,0	1900,9±48,6
W→ $\ell\nu$+light jets	7835,1±52,8	10309,2±77,7
W→ $\ell\nu + c\bar{c}$	1200,2±9,7	1395,1±10,9
W→ $\ell\nu + b\bar{b}$	537,5±3,1	617,5±3,5
Z→ $\mu^+\mu^-$ (e^+e^-)	1198,4±12,5	723,6±7,8
Z→ $\tau^+\tau^-$	91,1±2,4	185,8±3,9
$t\bar{t}$ ($\ell\ell$ et ℓj)	373,3±1,5	580,8±2,1
total	11235,7±55,2	15712,9±92,8
données	10938	15804

TAB. 7.8 – *Nombre d'événements attendus et observés après la présélection (événements "lepton+jets"), avec les incertitudes statistiques correspondantes.*

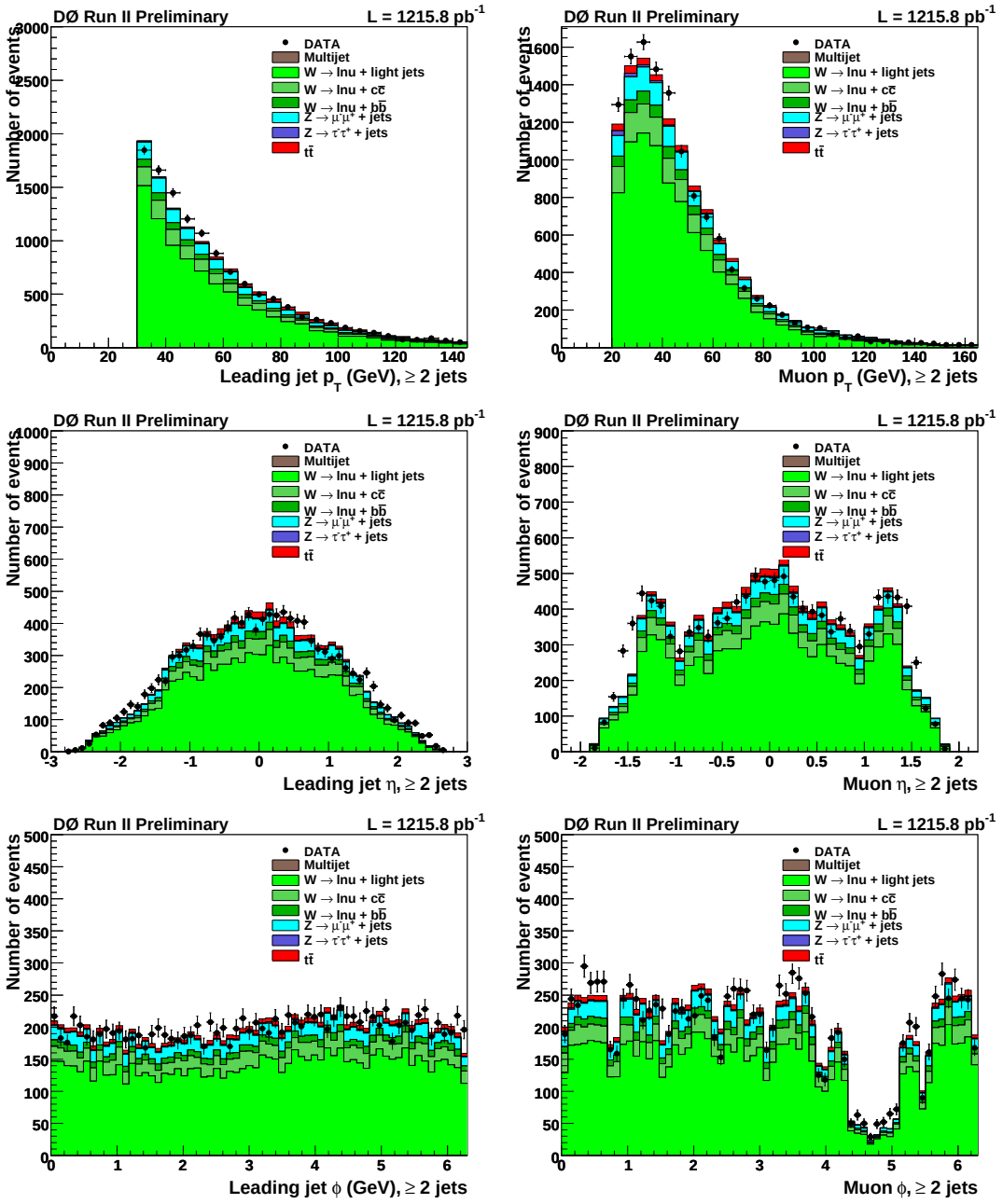


FIG. 7.10 – *Distributions de l'impulsion transverse, de la pseudorapidité et de l'angle ϕ du jet de plus grande impulsion transverse et du muon, pour le canal muon+jets, après la présélection. Les données sont représentées sous forme de points, les couleurs représentant les différents fonds sont indiquées dans la légende des figures.*

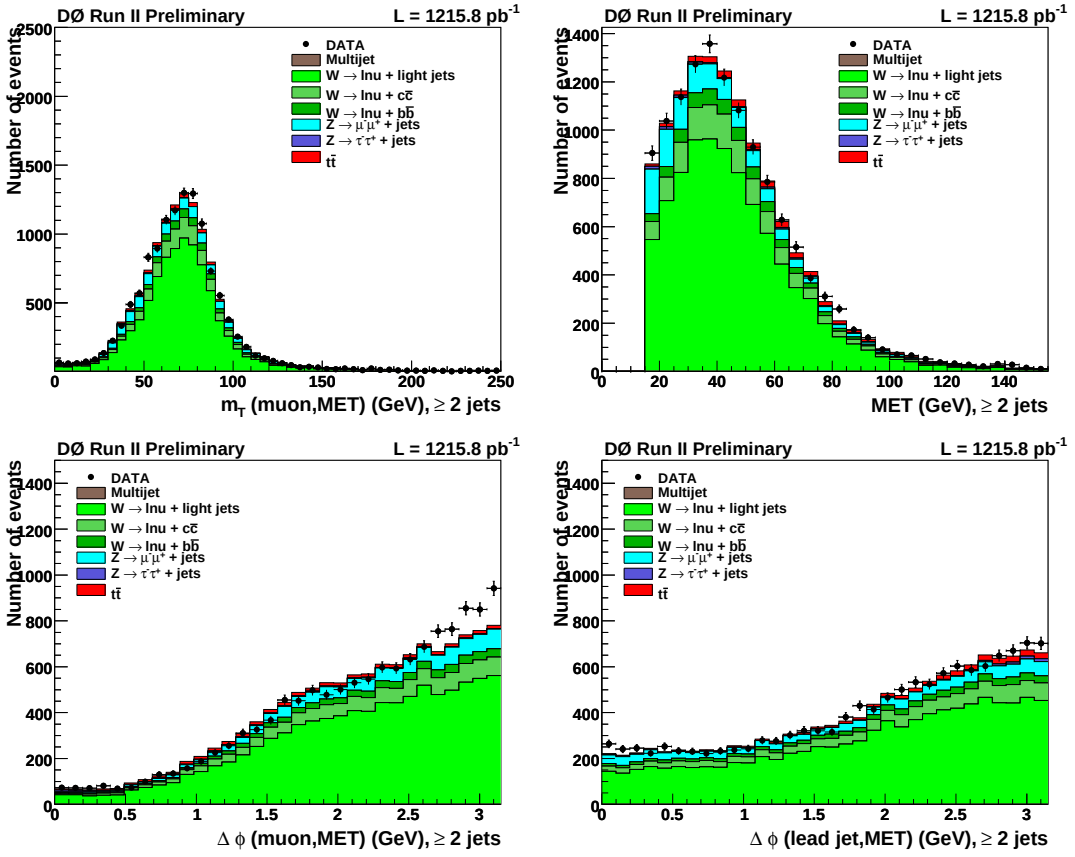


FIG. 7.11 – *Quelques distributions après la présélection dans le canal muon+jets. Les données sont représentées sous forme de points, les couleurs représentant les différents fonds sont indiquées dans la légende des figures.*

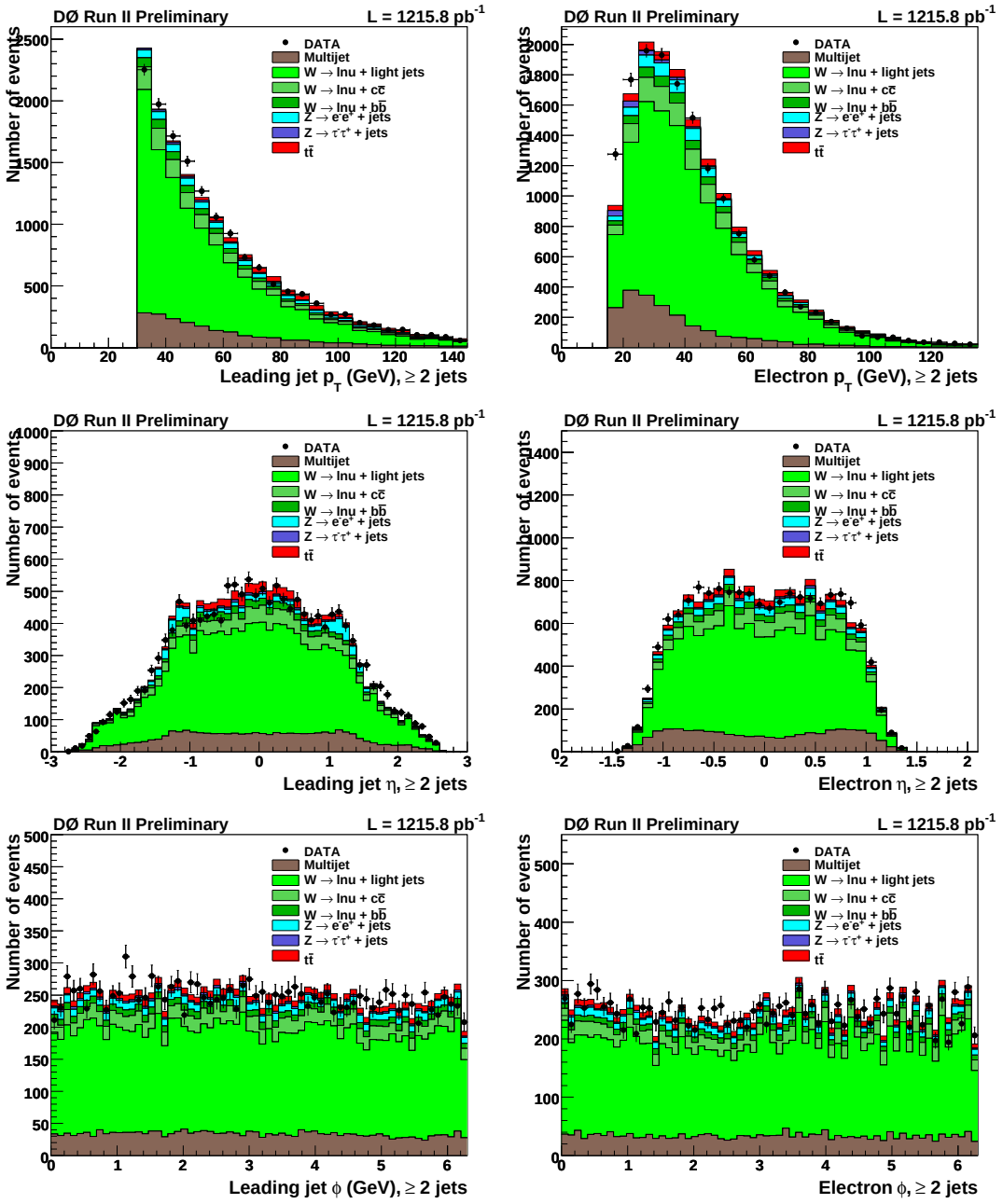


FIG. 7.12 – *Distributions de l'impulsion transverse, de la pseudorapidité et de l'angle ϕ du jet de plus grande impulsion transverse et de l'électron, pour le canal électron+jets, après la présélection. Les données sont représentées sous forme de points, les couleurs représentant les différents fonds sont indiquées dans la légende des figures.*

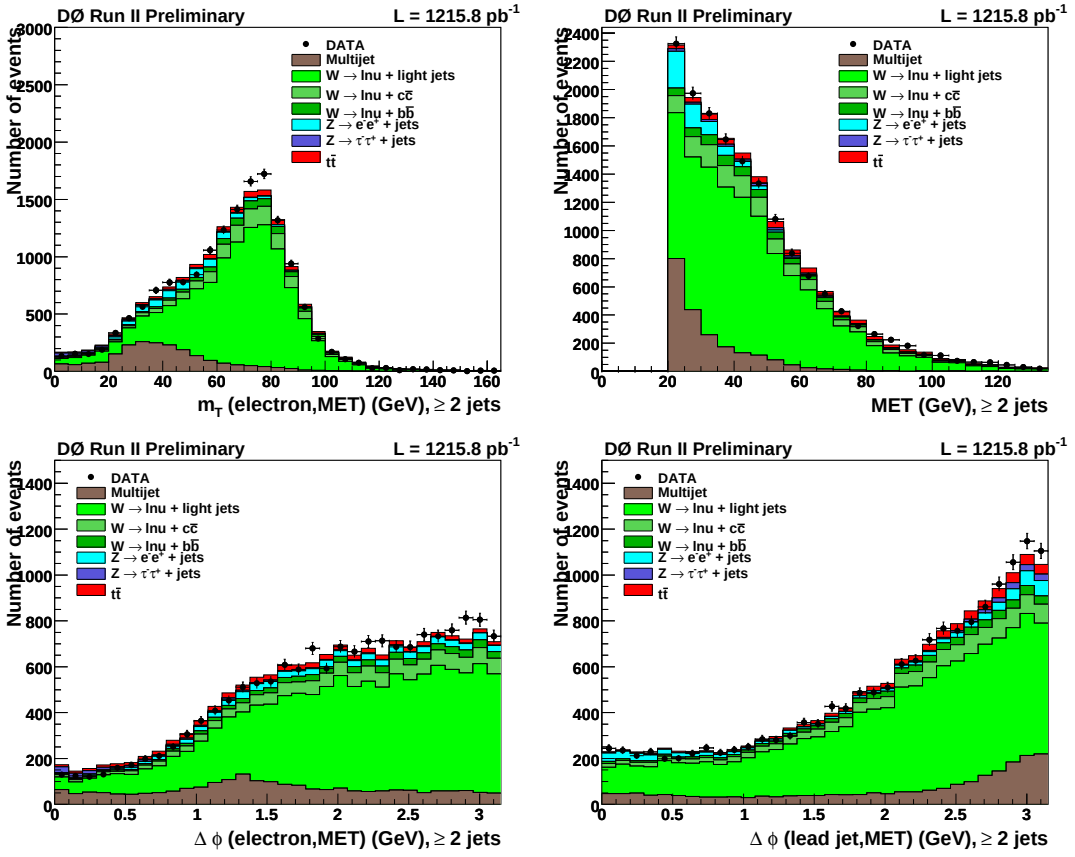


FIG. 7.13 – *Quelques distributions après la présélection dans le canal électron+jets. Les données sont représentées sous forme de points, les couleurs représentant les différents fonds sont indiquées dans la légende des figures.*

7.4 Sélection des événements Lepton+Jets+Tau

À partir des événéments lepton+jets, on sélectionne les événements possédant au moins un lepton tau et deux jets.

7.4.1 Sélection du lepton tau dans les événements lepton+jets

On demande la présence d'au moins un candidat tau vérifiant les critères suivants :

- le candidat tau doit être reconstruit dans le calorimètre central : $|\eta| < 1.0$;
- l'énergie transverse de l'amas calorimétrique du candidat tau doit être supérieure à 5 GeV s'il est de type 2, 10 GeV autrement ;
- la trace chargée de plus grande impulsion transverse, associée au candidat tau, doit posséder une impulsion transverse de plus de 5 GeV. Pour les taus de type 1, le seuil est placé à 7 GeV. Pour les taus de type 3, on demande également que l'impulsion transverse de la somme des traces soit supérieure à 7 GeV ;
- le candidat tau doit être séparé du lepton : ils ne doivent pas partager la même trace chargée et la trace chargée de plus grande impulsion associée au candidat tau et celle associée au lepton doivent être séparées de $\Delta R > 0.5$;
- le candidat tau doit provenir du même vertex que le lepton : $\Delta z(\ell \text{ track}, \tau \text{ leading track}) < 1.0$ cm ;
- dans le canal $e+\tau$, on demande que la sortie du réseau de neurones anti-électron "NNe" soit supérieure à 0,85 et que le candidat tau ne soit pas reconstruit à moins de $0,02$ radian du bord d'un des 32 modules en ϕ du calorimètre électromagnétique, région où la distinction entre les électrons et les taus est problématique [153] ;
- la charge du candidat tau doit être opposée à la charge du lepton ;
- la sortie du réseau de neurones du candidat tau doit être supérieure à 0,8 quelque soit le type du tau considéré.

Tous les événements après cette sélection possèdent exactement un tau vérifiant ces critères, jamais plus.

7.4.2 Critères additionnels

Après avoir réalisé la selection du candidat tau, la multiplicité des jets dans l'événement est recalculée. En effet, environ 70% des leptons taus sélectionnés sont également reconstruits comme des jets. On vérifie donc qu'aucun des jets préalablement sélectionnés ne corresponde spatialement avec le lepton tau sélectionné : $\Delta R(\tau, j) < 0.5$. Si c'est le cas, le jet en question est retiré de la liste des jets et les critères de sélection des jets sont appliqués à nouveau sur la liste révisée (au moins deux jets, dont au moins un avec une impulsion transverse supérieure à 30 GeV/c).

L'énergie transverse manquante est également recalculée en utilisant la nouvelle liste des jets et en propageant la correction de l'échelle d'énergie du lepton tau. On demande que l'énergie transverse ainsi calculée ($\not{E}_T^{\tau}$) soit supérieure à 15 GeV pour le canal $\mu+\tau$ et 20 GeV pour le canal $e+\tau$.

7.4.3 Correction des jets reconstruits comme des taus

Un nombre significatif d'événements sont sélectionnés car un des jets qu'ils contiennent passe les critères de sélection du tau. Il est donc important de vérifier que l'on observe à ce sujet le même comportement dans les données et dans la simulation. Pour cela, on utilise les événements Monte Carlo W+jets passant les coupures de présélection du canal muon+jets (décrites au paragraphe 7.3) en relachant la coupure sur le nombre de jets. On demande uniquement la présence d'au moins un jet (et non d'au moins deux), pour obtenir le taux de jets reconstruits

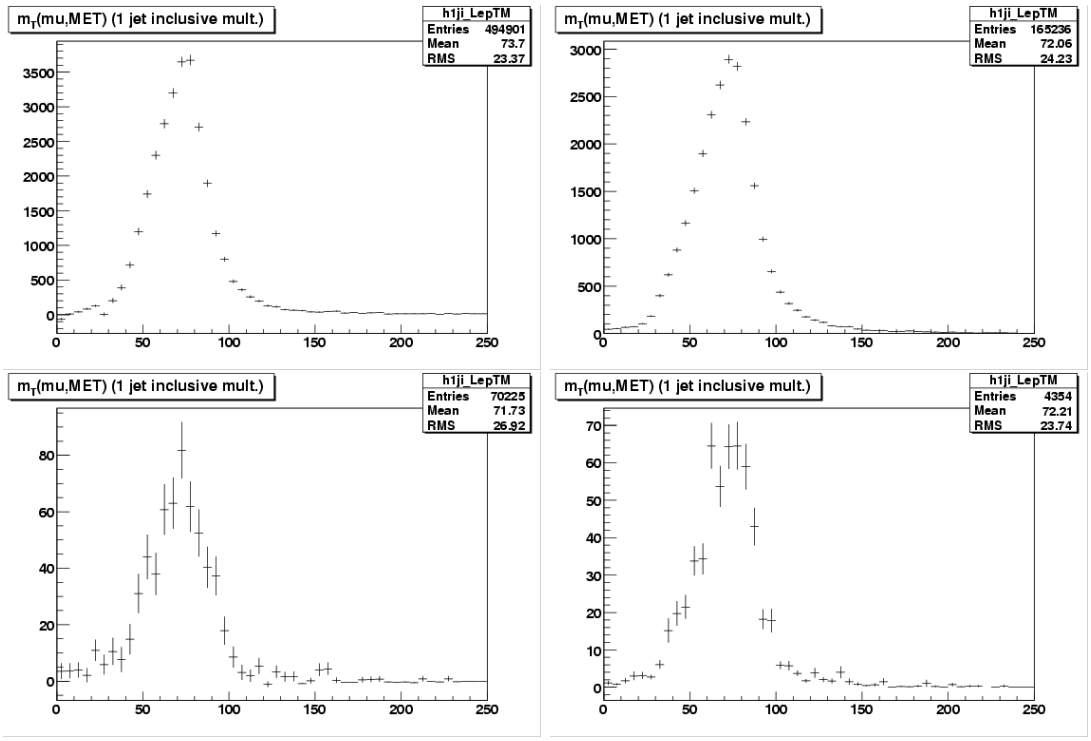


FIG. 7.14 – *Distributions de la masse transverse du boson W dans le canal muon + jets. Les distributions de gauche sont réalisées dans les données (après soustraction des fonds Z/γ^*+jets et $t\bar{t}$), alors que les distributions de droite sont réalisées avec les événements W+jets simulés. La première ligne montre les distributions quand un muon et au moins un jet sont demandés. La seconde ligne présente les distributions quand on demande en plus la présence d'un tau reconstruit.*

comme des taus dans les événements issus de la simulation, afin d'augmenter la statistique. Pour les données, on soustrait aux événements passant ces coupures relachées, les contributions des événements $Z \to \mu^+\mu^-$, $Z \to \tau^+\tau^-$ et $t\bar{t}$, estimés par la simulation par méthode Monte Carlo. La figure 7.14 montre la distribution de la masse transverse reconstruite $m_T(\mu,\not{E}_T)$ du boson W, dans les données et dans la simulation, avant et après la demande de la présence d'un tau dans l'événement. En utilisant ces lots d'événements, on calcule le coefficient correctif à appliquer aux événements simulés pour obtenir le même taux de jets reconstruits comme des taus dans les données et dans la simulation, via la relation suivante :

$$f = \frac{\dfrac{\text{Nombre de données avec tau}}{\text{Nombre de données}}}{\dfrac{\text{Nombre de Monte Carlo avec tau}}{\text{Nombre de Monte Carlo}}} = \frac{\frac{629.0}{29045.0}}{\frac{739.6}{32768.3}} = 0.96 \pm 0.08 \tag{7.2}$$

Ce coefficient f est appliqué aux événements W+jets et $t\bar{t} \to \ell$+jets dans la suite de l'analyse.

7.4.4 Estimation du bruit de fond multijets

Pour estimer la contribution du bruit de fond multijets, on utilise un lot de données disjoint de celui utilisé pour mesurer la section efficace de production de paires de quarks top. Les mêmes critères de sélection sont appliqués, mis à part que l'on demande au tau sélectionné de posséder la même charge que le lepton (SS), et non une charge opposée (OS). On fait l'hypothèse que la contribution du bruit de fond multijets dans le lot d'analyse, contenant une paire tau-lepton de charges opposées, est identique à celle présente dans le lot d'événements avec une paire tau-lepton de mêmes charges : $N^{OS}_{Multijet} = N^{SS}_{Multijet}$. Le nombre d'événements multijets dans le

	canal $\mu+\tau$			
Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
données SS	0.00±2.30	12.00±3.46	19.00±4.36	31.00±5.56
$t\bar{t} \rightarrow \ell$j SS	0.07±0.01	0.66±0.04	4.18±0.11	4.91±0.12
$t\bar{t} \rightarrow$ll SS	0.01±0.00	0.10±0.01	0.34±0.02	0.46±0.02
W+jets SS	0.68±0.22	9.13±1.82	25.43±2.14	35.24±2.82
diboson SS	0.05±0.05	0.19±0.07	1.33±0.23	1.57±0.25
top célibataire SS	0.01±0.00	0.08±0.01	0.25±0.01	0.35±0.01
Z+jets SS	0.12±0.05	1.22±0.21	3.51±0.31	4.85±0.38
Multijets	-0.93±2.31	0.60±3.92	-16.05±4.87	-16.38±6.25

TAB. 7.9 – *Nombre d'événements observés/attendus (avec incertitude statistique) dans les données Lepton+Jets+Tau du canal $\mu+\tau$ possédant une paire tau-lepton de même charge.*

	canal $e+\tau$			
Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
données SS	1.00±1.57	8.00±3.36	36.00±6.53	45.00±7.24
$t\bar{t} \rightarrow \ell$j SS	0.12±0.02	0.51±0.04	6.40±0.15	7.03±0.15
$t\bar{t} \rightarrow$ll SS	0.02±0.00	0.08±0.01	0.51±0.02	0.60±0.02
W+jets SS	1.43±0.53	3.07±0.91	25.58±2.24	30.09±2.48
diboson SS	0.00±0.00	0.25±0.13	1.51±0.32	1.77±0.35
top célibataire SS	0.01±0.00	0.04±0.00	0.34±0.01	0.39±0.01
Z+jets SS	0.05±0.03	0.60±0.15	4.52±0.37	5.17±0.40
Multijets	-0.63±1.66	3.45±3.49	-2.87±6.92	-0.05±7.67

TAB. 7.10 – *Nombre d'événements observés/attendus (avec incertitude statistique) dans les données Lepton+Jets+Tau du canal $e+\tau$ possédant une paire tau-lepton de même charge.*

lot d'événements avec une paire tau-lepton de charges identiques est calculé en soustrayant les contributions des événements $t\bar{t}$ et des différents fonds précédemment décrits aux données :

$$N^{OS}_{Multijets} = N^{SS}_{Multijets} = N^{SS}_{\text{données}} - N^{SS}_{W+\text{jets}} - N^{SS}_{t\bar{t}} - N^{SS}_{Z/\gamma^*+jets} - N^{SS}_{diboson} - N^{SS}_{\text{top célib.}} \quad (7.3)$$

Les tableaux 7.9 et 7.10 indiquent le nombre d'événements observés dans le lot d'événements avec une paire tau-lepton de charges identiques et les contributions des différents bruits de fond, en fonction du type du tau sélectionné et tous types confondus, pour les canaux $\mu+\tau$ et $e+\tau$. Les incertitudes indiquées sont les incertitudes statistiques uniquement et sont dominées par celles dues au petit nombre d'événements dans le lot de données avec une paire tau-lepton de mêmes charges. Pour les données, l'incertitude statistique a été calculée en utilisant l'intervalle de confiance bilateral de la distribution de Poisson avec un niveau de confiance de 68%. L'incertitude est symétrisée en prenant la moyenne entre les valeurs supérieure et inférieure. Si aucun événement n'est observé, on utilise un intervalle unilatéral avec un niveau de confiance de 90%.

7.4.5 Résultats

Le nombre d'événements passant la sélection Lepton+Jets+Tau est donné dans le tableau 7.11. Le nombre de données observées est de 103 dans le canal $\mu+\tau$ et 94 dans le canal $e+\tau$, pour respectivement 87,8 et 96,3 événements attendus. Les figures 7.15 et 7.16 montrent les distributions de l'impulsion transverse du muon (de l'électron), du jet de plus grand p_T et du tau, ainsi que le type du tau, dans le canal $\mu+\tau$ ($e+\tau$). Des distributions supplémentaires sont disponibles dans l'annexe B.

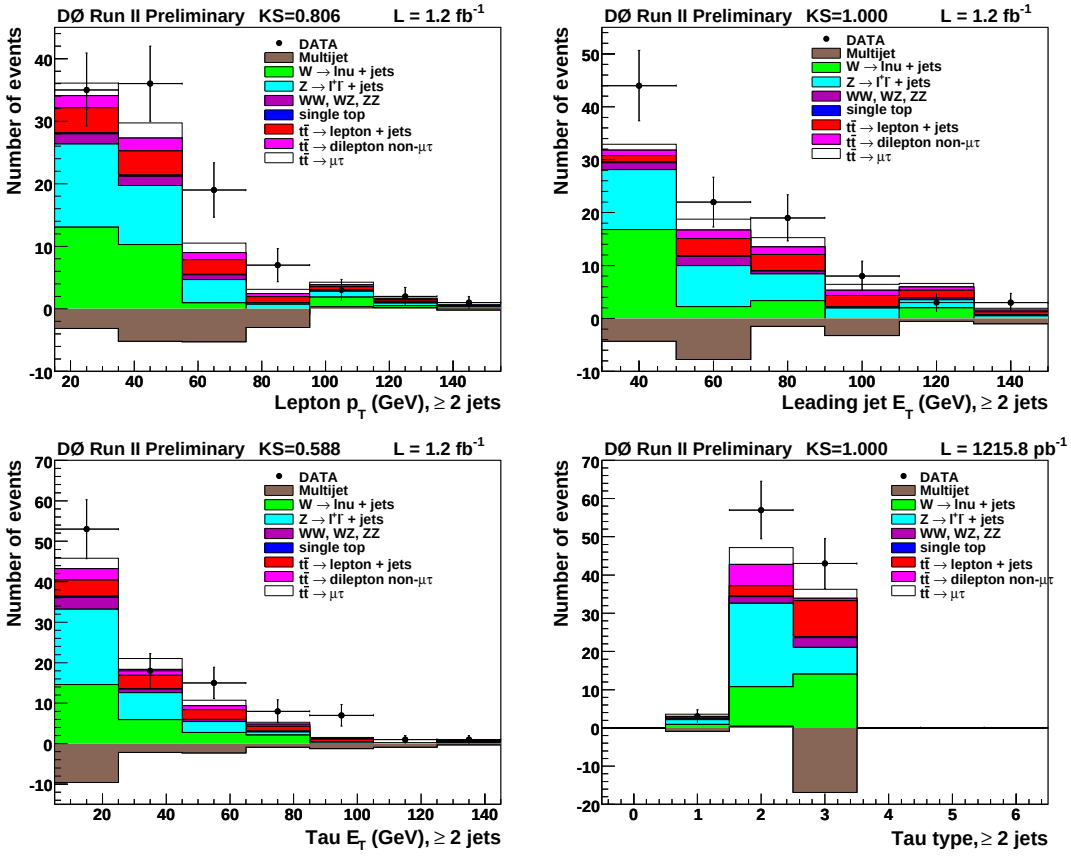


FIG. 7.15 – *Distributions de l'impulsion transverse du muon (de l'électron), du jet de plus grand p_T et du tau, ainsi que le type du tau, pour les événements Lepton+Jets+Tau du canal μ+τ. Les données sont représentées par des points ; les couleurs représentant les différents bruits de fond sont données dans la légende des figures.*

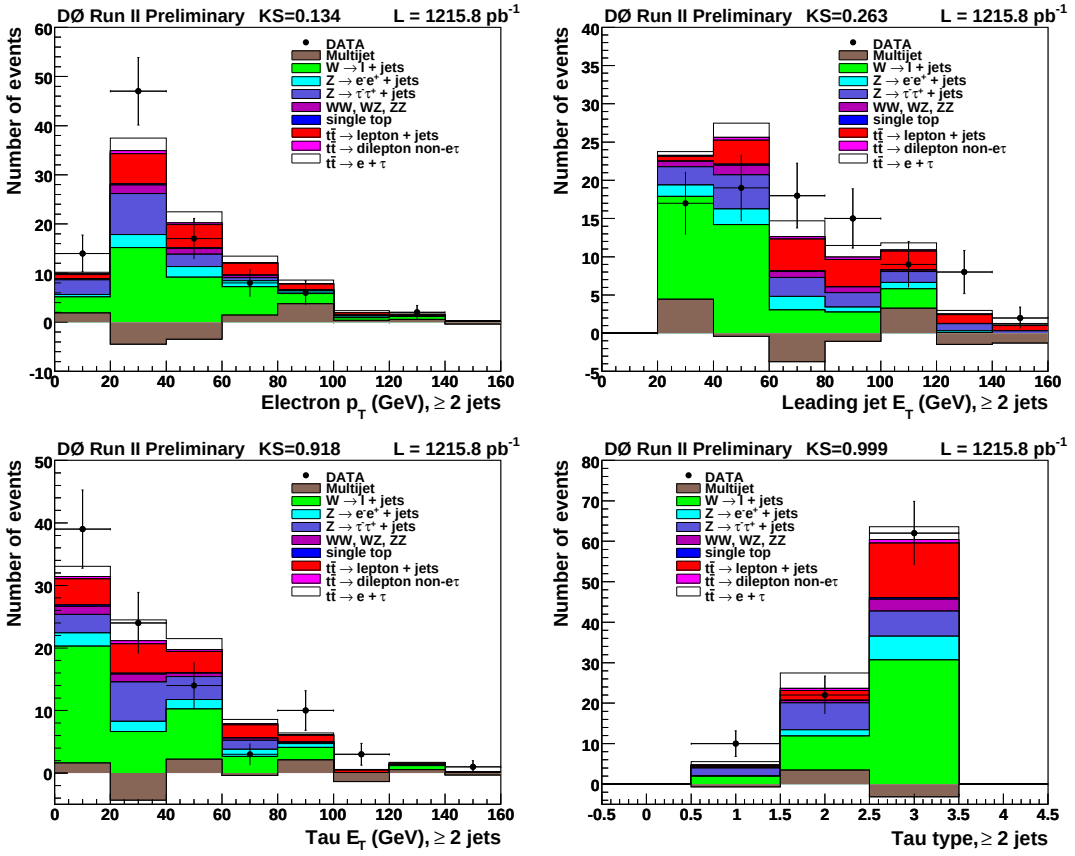


FIG. 7.16 – *Distributions de l'impulsion transverse du muon (de l'électron), du jet de plus grand p_T et du tau, ainsi que le type du tau, pour les événements Lepton+Jets+Tau du canal $e+\tau$. Les données sont représentées par des points ; les couleurs représentant les différents bruits de fond sont données dans la légende des figures.*

	canal $\mu+\tau$				canal $e+\tau$			
Processus	type 1	type 2	type 3	tous types	type 1	type 2	type 3	tous types
Multijets	-0.93±2.31	0.60±3.92	-16.05±4.87	-16.38±6.25	-0.63±1.66	3.45±3.49	-2.87±6.92	-0.05±7.67
W→ $\ell\nu$	1.80±0.61	10.33±1.18	30.94±2.40	43.07±2.75	2.54±1.20	8.48±1.50	33.84±3.42	44.86±3.92
Z→ $\mu^-\mu^+(e^+e^-)$	0.41±0.09	15.16±0.63	4.12±0.35	19.69±0.73	0.17±0.06	1.51±0.25	5.83±0.43	7.51±0.51
Z→ $\tau^-\tau^+$	1.05±0.25	6.72±0.45	2.91±0.31	10.68±0.60	1.92±0.34	6.66±0.51	6.24±0.47	14.81±0.77
diboson	0.26±0.11	1.75±0.26	2.51±0.39	4.52±0.48	0.16±0.08	0.61±0.18	2.92±0.44	3.70±0.48
top célibataire	0.02±0.00	0.14±0.01	0.33±0.01	0.49±0.01	0.02±0.00	0.06±0.01	0.41±0.01	0.49±0.01
$t\bar{t}$ →lepton+jets	0.39±0.03	2.60±0.08	8.98±0.15	11.97±0.18	0.42±0.03	2.30±0.08	12.88±0.20	15.61±0.22
$t\bar{t}$ →dilepton non-$\mu\tau$(non-eτ)	0.07±0.03	5.62±0.09	0.60±0.06	6.29±0.11	0.11±0.03	0.52±0.07	0.90±0.07	1.52±0.10
$t\bar{t}$ → $\mu\tau$(eτ)	0.64±0.02	4.40±0.05	2.41±0.04	7.45±0.07	0.83±0.02	3.81±0.05	3.18±0.05	7.82±0.07
total	3.71±2.41	47.33±4.18	36.75±5.47	87.79±6.91	5.55±2.08	27.40±3.85	63.33±7.76	96.28±8.68
données	3	57	43	103	10	22	62	94

TAB. 7.11 – *Nombre d'événements observés/attendus (avec incertitude statistique) dans les données Lepton+Jets+Tau des canaux $\mu+\tau$ et $e+\tau$ possédant une paire tau-lepton de charge opposée.*

7.5 Sélection finale

La coupure finale, appliquée afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, est de demander la présence d'au moins un jet étiqueté comme jet de b (cf section 3.1). Le choix du point de fonctionnement de l'algorithme d'étiquetage est décrit dans le paragraphe 7.5.1. Les efficacités de sélection et le nombres d'événements sélectionnés sont présentés dans les paragraphes 7.5.2 et 7.5.3.

7.5.1 Optimisation des coupures

Une étude a été réalisée afin de choisir la coupure sur la sortie du réseau de neurones d'identification des taus et le point de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets de b. Un réseau de neurones d'identification des taus différent étant utilisé en fonction du type de tau, l'étude du choix des coupures a été réalisée séparément pour chaque type de tau. Le nombre d'événements de bruit de fond (B), le nombre d'événements de signal (S) et le rapport $S/\sqrt{S+B}$, observés dans le canal μ+τ, ont été calculés et sont présentés pour chaque type de tau, en fonction de la coupure utilisée sur la sortie du réseau de neurones d'identification des taus, dans la figure 7.17. Les différentes couleurs correspondent aux différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets de b allant des points Loose à MegaTight, présentés au paragraphe 3.1. Pour tous les types de tau, on observe très peu de variation du rapport $S/\sqrt{S+B}$ en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones d'identification des taus et du point de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets de b. Il a donc été décidé de garder les valeurs utilisées lors de l'analyse des données du Run IIa [149] : 0,8 pour le réseau de neurones d'identification des taus et Medium pour l'identification des jets de b.

7.5.2 Estimation de l'efficacité de sélection du signal $t\bar{t}$

Les efficacités de sélection, après demande de la présence d'au moins un jet étiqueté comme jet de b, des lots $t\bar{t}$ →lepton+jets et $t\bar{t}$ →dilepton, ainsi que l'efficacité de sélection $t\bar{t}$ totale, sont présentées dans le tableau 7.12 pour les événements contenant un tau et un lepton de charges opposées et dans le tableau 7.13 pour ceux dont les charges sont identiques.

	tau et lepton de charges opposées					
	canal μ+τ			canal e+τ		
Processus	Efficacité ϵ	BR	$\epsilon \times BR$	Efficacité ϵ	BR	$\epsilon \times BR$
$t\bar{t}$ → dilepton	0.9542 ± 0.0071	0.10498	0.1002 ± 0.0007	0.6491 ± 0.0064	0.10498	0.0681 ± 0.0007
$t\bar{t}$ → lepton+jets	0.1770 ± 0.0030	0.43805	0.0775 ± 0.0013	0.2363 ± 0.0039	0.43805	0.1035 ± 0.0017
$t\bar{t}$ → inclusive			0.1777 ± 0.0015			0.1717 ± 0.0018

TAB. 7.12 – *Efficacités de sélection en % des lots $t\bar{t}$ →lepton+jets et $t\bar{t}$ →dilepton, ainsi que l'efficacité de sélection $t\bar{t}$ totale, pour les événements contenant un tau et un lepton de charges opposées, des canaux μ+τ et e+τ. Les rapports d'embranchement (BR) utilisés sont indiqués.*

	tau et lepton de charges identiques					
	canal μ+τ			canal e+τ		
Processus	Efficacité ϵ	BR	$\epsilon \times BR$	Efficacité ϵ	BR	$\epsilon \times BR$
$t\bar{t}$ → dilepton	0.0247 ± 0.0012	0.10498	0.0026 ± 0.0001	0.0352 ± 0.0016	0.10498	0.0037 ± 0.0002
$t\bar{t}$ → lepton+jets	0.0676 ± 0.0019	0.43805	0.0296 ± 0.0008	0.0995 ± 0.0025	0.43805	0.0436 ± 0.0011
$t\bar{t}$ → inclusive			0.0322 ± 0.0008			0.0473 ± 0.0011

TAB. 7.13 – *Efficacités de sélection en % des lots $t\bar{t}$ →lepton+jets et $t\bar{t}$ →dilepton, ainsi que l'efficacité de sélection $t\bar{t}$ totale, pour les événements contenant un tau et un lepton de charges identiques, des canaux μ+τ et e+τ. Les rapports d'embranchement (BR) utilisés sont indiqués.*

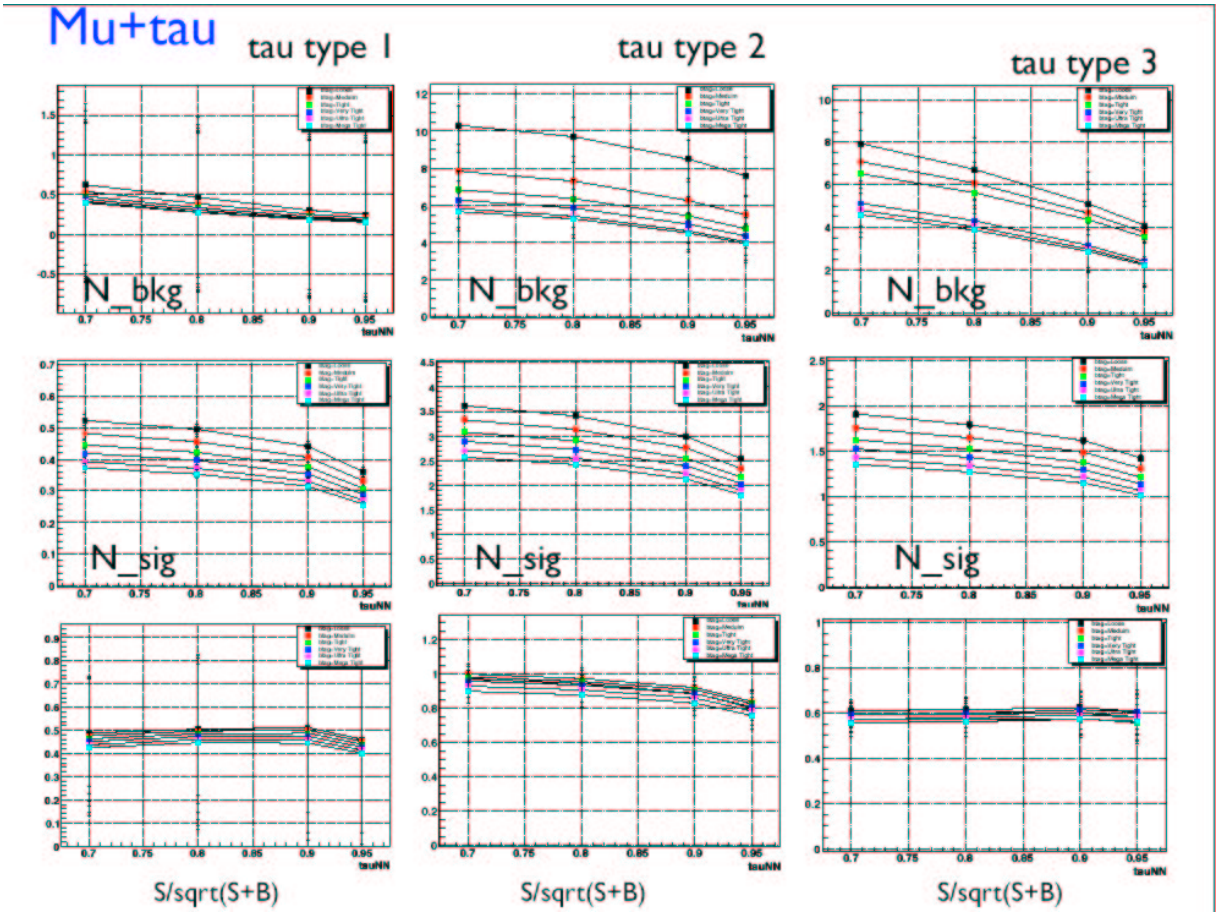


FIG. 7.17 – *Le nombre d'événements de bruit de fond B (histogrammes de la première ligne), le nombre d'événements de signal S (deuxième ligne) et le rapport $S/\sqrt{S+B}$ (dernière ligne), observés dans le canal μ+τ, sont présentés pour les taus de type 1 (première colonne), de type 2 (deuxième colonne) et de type 3 (troisième colonne), en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones d'identification des taus. Les différentes couleurs correspondent aux différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets de b, allant de Loose (en noir) à MegaTight (en bleu ciel).*

7.5.3 Résultats

La contribution du fond multijets est estimée à partir du lot d'événements Lepton+Jets+Tau contenant un tau et un lepton de charges identiques, en demandant la présence d'au moins un jet étiqueté comme jet de b. Les tableaux 7.14 et 7.15 présentent, pour les canaux $\mu+\tau$ et $e+\tau$, le nombre d'événements observés dans les données et le nombre d'événements attendus pour le signal $t\bar{t}$ et les différents fonds, qui doivent être soustraits aux données afin d'obtenir le nombre d'événements multijets attendus.

	canal $\mu+\tau$			
Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
données SS	0.00±2.30	0.00±2.30	2.00±1.97	2.00±1.97
$t\bar{t} \rightarrow \ell$j SS	0.04±0.01	0.37±0.03	2.44±0.07	2.85±0.08
$t\bar{t} \rightarrow$ll SS	0.01±0.00	0.07±0.01	0.18±0.01	0.25±0.01
W+jets SS	0.04±0.02	0.53±0.07	1.88±0.15	2.45±0.17
diboson SS	0.00±0.00	0.01±0.01	0.14±0.04	0.16±0.04
top célibataire SS	0.00±0.00	0.04±0.00	0.13±0.01	0.18±0.01
Z+jets SS	0.01±0.00	0.10±0.01	0.26±0.02	0.36±0.02
Multijets	-0.10±2.30	-1.11±2.30	-3.03±1.98	-4.25±1.98

TAB. 7.14 – *Nombre d'événements observés/attendus (avec incertitude statistique) après la sélection finale, dans les données du canal $\mu+\tau$ possédant une paire tau-lepton de même charge.*

	canal $e+\tau$			
Processus	type 1	type 2	type 3	tous types
données SS	0.00±2.30	2.00±1.97	5.00±2.78	7.00±3.18
$t\bar{t} \rightarrow \ell$j SS	0.08±0.02	0.30±0.03	3.81±0.10	4.19±0.11
$t\bar{t} \rightarrow$ll SS	0.01±0.00	0.05±0.01	0.29±0.02	0.36±0.02
W+jets SS	0.11±0.05	0.15±0.04	1.80±0.12	2.06±0.14
diboson SS	0.00±0.00	0.03±0.02	0.09±0.03	0.12±0.04
top célibataire SS	0.01±0.00	0.02±0.00	0.18±0.01	0.21±0.01
Z+jets SS	0.00±0.00	0.03±0.01	0.28±0.02	0.32±0.03
Multijets	-0.21±2.30	1.42±1.97	-1.45±2.78	-0.25±3.19

TAB. 7.15 – *Nombre d'événements observés/attendus (avec incertitude statistique) après la sélection finale, dans les données du canal $e+\tau$ possédant une paire tau-lepton de même charge.*

Le tableau 7.16 présente le nombre d'événements attendus, par type de tau et indépendamment du type, pour le signal et les différents fonds, dans les lots utilisés pour extraire la section efficace de production de paires de quarks top (tau et lepton de charges opposées). Le nombre de données observées est de 19 (17) dans le canal $\mu+\tau$ ($e+\tau$) pour 19,1 (21,3) événements attendus.
La figure 7.18 (7.19) présente les distributions des impulsions transverses du muon (de l'électron), du jet de plus grand p_T et du tau, ainsi que le type du tau sélectionné, dans le canal $\mu+\tau$ ($e+\tau$). Des distributions supplémentaires sont disponibles dans l'annexe B.

	canal $\mu+\tau$				canal $e+\tau$			
Processus	type 1	type 2	type 3	tous types	type 1	type 2	type 3	tous types
Multijets	-0.10±2.30	-1.11±2.30	-3.03±1.98	-4.25±1.98	-0.21±2.30	1.42±1.97	-1.45±2.78	-0.25±3.19
W→ $\ell\nu$	0.07±0.02	0.84±0.09	2.49±0.21	3.39±0.23	0.18±0.04	0.57±0.08	2.33±0.15	3.08±0.17
Z→ $\mu^-\mu^+(e^+e^-)$	0.03±0.01	1.21±0.04	0.28±0.02	1.52±0.05	0.01±0.00	0.11±0.01	0.35±0.02	0.47±0.03
Z→ $\tau^-\tau^+$	0.05±0.01	0.53±0.06	0.18±0.02	0.76±0.06	0.14±0.02	0.45±0.03	0.38±0.03	0.97±0.04
diboson	0.01±0.01	0.18±0.03	0.17±0.03	0.36±0.05	0.02±0.01	0.04±0.01	0.22±0.04	0.28±0.04
top célibataire	0.01±0.00	0.07±0.00	0.17±0.01	0.25±0.01	0.01±0.00	0.03±0.00	0.21±0.01	0.26±0.01
$t\bar{t}$ →lepton+jets	0.27±0.02	1.66±0.06	5.53±0.11	7.46±0.13	0.28±0.03	1.52±0.06	8.15±0.15	9.95±0.16
$t\bar{t}$ →dilepton non-$\mu\tau$(non-eτ)	0.05±0.02	3.97±0.07	0.37±0.04	4.39±0.09	0.08±0.03	0.37±0.06	0.58±0.06	1.03±0.09
$t\bar{t}$ → $\mu\tau$(eτ)	0.46±0.02	3.14±0.04	1.65±0.03	5.24±0.05	0.59±0.02	2.72±0.04	2.22±0.04	5.52±0.06
total	0.85±2.30	10.48±2.30	7.80±2.00	19.12±2.00	1.08±2.30	7.24±1.97	13.00±2.79	21.32±3.20
données	1.00	10.00	8.00	19.00	4	6	7	17

TAB. 7.16 – *Nombre d'événements observés/attendus (avec incertitude statistique) après la sélection finale, dans les données possédant une paire tau-lepton de charge opposée, pour les canaux $\mu+\tau$ et $e+\tau$.*

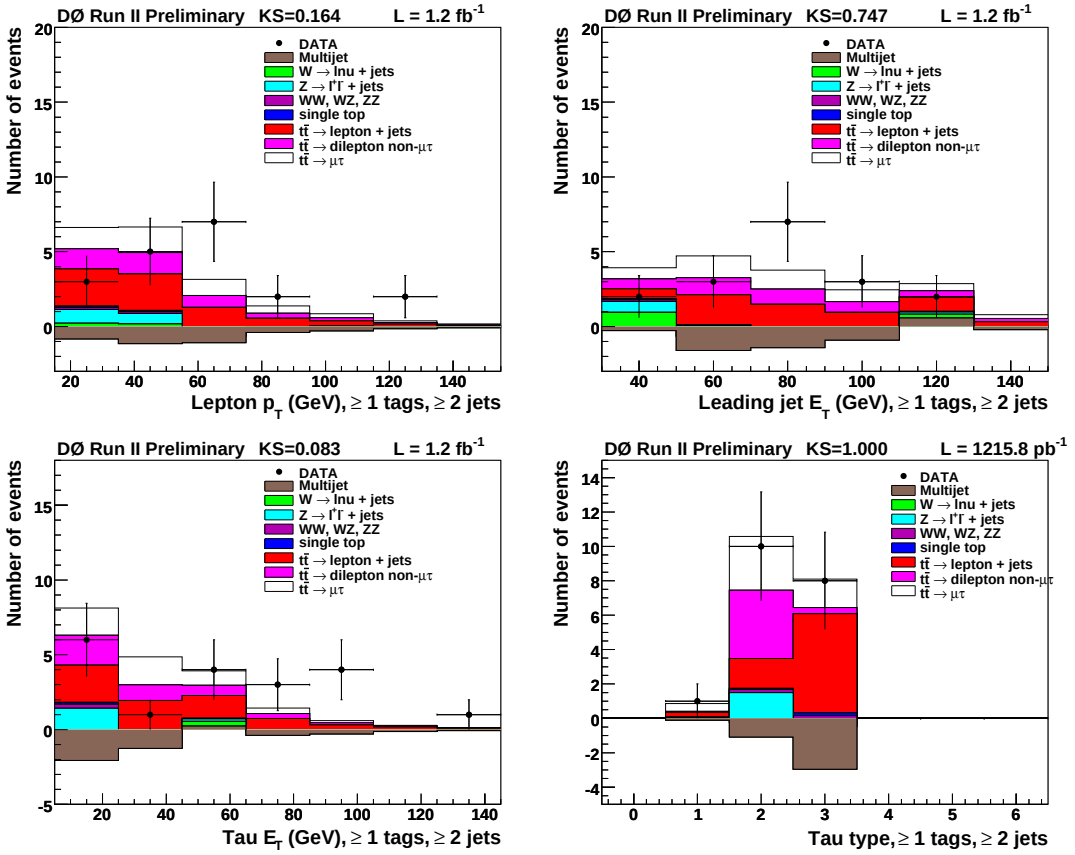


FIG. 7.18 – *Distributions, après la sélection finale, des impulsions transverses du muon, du jet de plus grand p_T et du tau, ainsi que le type du tau sélectionné, dans le canal μ+τ.*

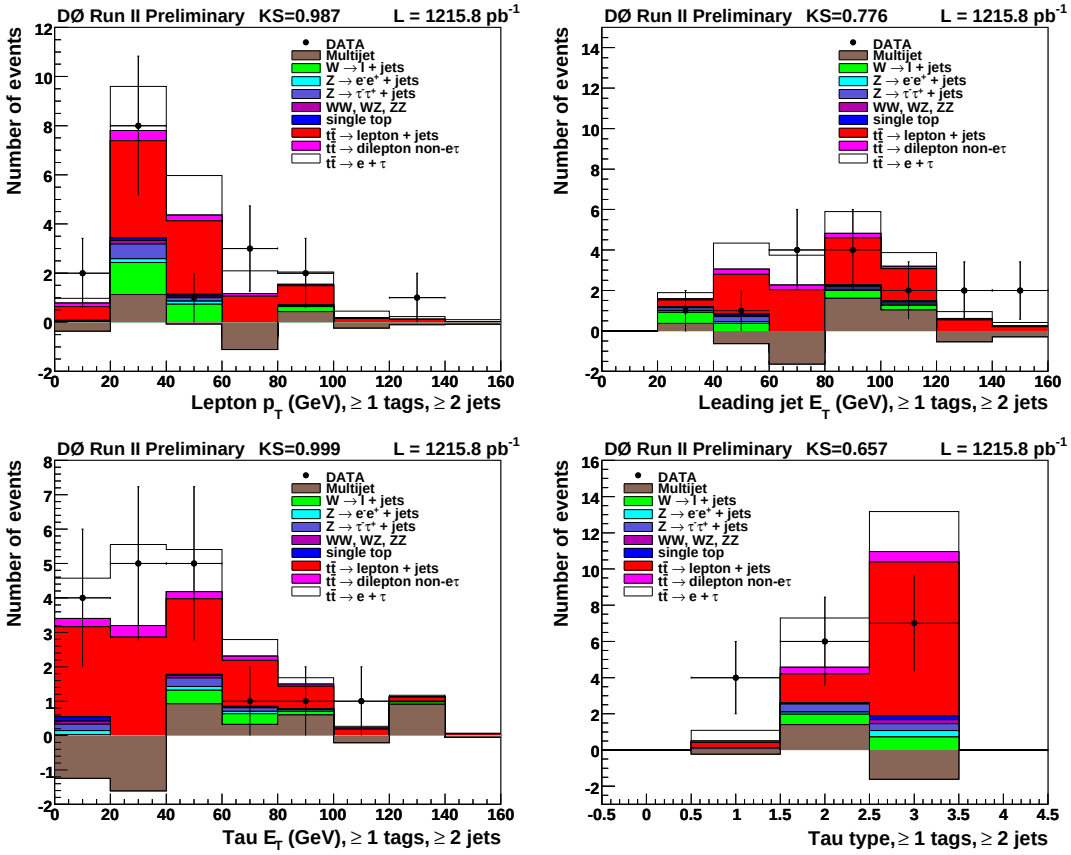


FIG. 7.19 – *Distributions, après la sélection finale, des impulsions transverses de l'électron, du jet de plus grand p_T et du tau, ainsi que le type du tau sélectionné, dans le canal $e+\tau$.*

7.6 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques considérées pour la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top sont liées aux sources suivantes :

- **Réjection des événement de mauvaise qualité :** L'incertitude relative liée à cette étape de sélection a été estimée à 0,5% [154].
- **Correction de la position en z du vertex primaire :** Pour estimer l'incertitude liée à cette correction, une paramétrisation alternative est réalisée grâce à un ajustement réalisé dans l'intervalle [-40,40] cm. Les différences obtenues entre cette paramétrisation et la paramétrisation utilisée dans l'analyse (réalisée dans l'intervalle [-60,60] cm) sont prises comme estimation de l'incertitude systématique.
- **Correction du profile de luminosité :** L'incertitude relative liée à cette correction a été estimée à 2% [149].
- **Muon ID :** (analyse μ+τ) l'incertitude systématique sur l'identification du muon a été estimée par le groupe muon ID [61]. L'incertitude trouvée pour la définition d'identification des muons utilisée (appelée MediumNseg3) est 0,7%. Cette incertitude inclut les incertitudes liées à la méthode "tag & probe", les incertitudes relatives aux coupures effectuées sur le fond et le signal et celles liées au nombre fini d'intervalles utilisés pour la paramétrisation.
- **Traces associées aux muons :** (analyse μ+τ) L'incertitude sur la reconstruction des traces chargées associées aux muons a été estimée à 0,7% par le groupe muon ID [61]. Cette incertitude inclut les incertitudes liées à la méthode "tag & probe", les incertitudes relatives aux coupures effectuées sur le fond et le signal, les biais provenant de la luminosité et de la mesure du temps, et celles liées aux moyennes sur le temps et sur ϕ, ainsi qu'au nombre fini d'intervalles utilisés pour la paramétrisation.
- **Isolation des muons :** (analyse μ+τ) Cette incertitude a été estimée par le groupe top célibataire, à partir de la dépendance du facteur d'isolation en fonction du nombre de jets. Une incertitude de 2% a été trouvée.
- **Electron ID :** (analyse e+τ) On utilise pour l'incertitude sur l'identification des électrons l'incertitude évaluée par le groupe top célibataire, à partir d'événements di-électrons [155]. Cette incertitude est dominée par l'incertitude sur le nombre de jets et est probablement surestimée.
- **Reconstruction des taus :** L'incertitude sur la reconstruction, l'identification et l'échelle d'énergie des taus est estimée à 5% [156].
- **Correction des jets reconstruits comme des taus :** Le facteur correctif entre la simulation et les données a été mesurée à la valeur de 0.96 ± 0.08. Une incertitude systématique de 8% est affectée aux lots W+jets et $t\bar{t} \rightarrow \ell$+jets.
- **Charge opposée :** L'incertitude liée à la coupure sur la charge de la paire tau-lepton provient principalement d'une éventuelle mauvaise association de trace. Cet effet a été étudié dans des événements $Z/\gamma^* \rightarrow$ee et une incertitude de 2% a été trouvée, cf [157].
- **Déclenchement :** L'incertitude est estimée en faisant varier de $\pm 1\sigma$ les courbes de paramétrisation du système de déclenchement.
- **k'-factor :** Pour les lots Z/γ^*+jets, une incertitude de 0,1, comme dans l'analyse [149], a été affectée à l'incertitude sur le facteur correctif qui permet d'obtenir la section efficace de production NLO à partir de la section efficace LL. Pour les lots W+jets, les incertitudes provenant de l'ajustement permettant de normaliser les événements ont été utilisées.
- **HF-factors :** Les incertitudes estimées lors de la détermination des HF-factors, utilisés pour pondérer les événements de saveurs lourdes, ont été prises comme incertitude systématique.
- **S_HF factors :** Les incertitudes sur les facteurs empiriques S_HF-factors ont été calculés lors de leur détermination, cf. référence [145].

- **Identification des jets de b :** Cette incertitude est obtenue en faisant varier de $\pm 1\sigma$ la probabilité d'étiquetage pour chaque jet de l'événement par rapport à sa valeur centrale.
- **Échelle d'énergie des jets :** L'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets est obtenue en faisant varier de $\pm 1\sigma$ la correction de l'échelle d'énergie des jets.
- **Résolution sur l'énergie des jets :** Cette incertitude est obtenue en faisant varier de $\pm 1\sigma$ la correction sur l'énergie des jets.
- **Jet ID :** Le facteur correctif pour l'identification des jets est calculé en faisant le rapport des efficacités d'identification des jets dans les données et dans la simulation. L'incertitude sur ce facteur est calculée en faisant varier de -1σ le facteur. La variation $+1\sigma$ n'est pas réalisée pour éviter les valeurs supérieure à 1 ; en accord avec les prescriptions du groupe jet ID, l'opposé de l'incertitude -1σ est utilisée pour l'incertitude $+1\sigma$.
- **Incertitudes statistiques :** La combinaison des incertitudes statistiques des différents fonds simulés et des données possédant un lepton et un tau de même charges est pris en compte à ce niveau de l'analyse.

Les tableaux 7.17 et 7.18 présentent les incertitudes systématiques pour chaque lot d'événements et l'incertitude résultante sur la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top.

7.7 Extraction de la section efficace

Étant donné le faible nombre d'événements sélectionnés à la fin de l'analyse, une méthode de comptage est utilisée pour extraire la section efficace de production de paires de quarks top. La contribution des différents processus dans le lot d'événements possédant un lepton et un tau de charges opposées (OS) et dans celui de mêmes charges (SS) s'écrit :

$$N^{OS}_{\text{données}} = N^{OS}_{t\bar{t}} + N^{OS}_{W+jets} + N^{OS}_{Multijets} + N^{OS}_{Z/\gamma^*+jets} + N^{OS}_{diboson} + N^{OS}_{\text{top célib.}} \tag{7.4}$$

$$N^{SS}_{\text{données}} = N^{SS}_{t\bar{t}} + N^{SS}_{W+jets} + N^{SS}_{Multijets} + N^{SS}_{Z/\gamma^*+jets} + N^{SS}_{diboson} + N^{SS}_{\text{top célib}} \tag{7.5}$$

On fait l'hypothèse que la contribution des événements multijets est la même dans les lots OS et SS : $N^{OS}_{Multijets} = N^{SS}_{Multijets}$. Les contributions des événements $t\bar{t}$ s'écrivent en fonction de la section efficace de production de paires de quarks top $\sigma_{t\bar{t}}$ de la manière suivante :

$$N^{OS}_{t\bar{t}} = \varepsilon^{OS}_{t\bar{t}} \sigma_{t\bar{t}} \mathcal{L} \tag{7.6}$$

$$N^{SS}_{t\bar{t}} = \varepsilon^{SS}_{t\bar{t}} \sigma_{t\bar{t}} \mathcal{L} \tag{7.7}$$

où $\varepsilon^{OS(SS)}_{t\bar{t}}$ sont les efficacités de sélection et $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée.
En soustrayant les équations (7.5) et (7.4) et en utilisant les équations (7.6) et (7.7), on obtient la relation donnant $\sigma_{t\bar{t}}$:

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N^{OS}_{\text{données}} - N^{SS}_{\text{données}} - (N^{OS}_{W} - N^{SS}_{W}) - (N^{OS}_{Z} - N^{SS}_{Z}) - (N^{OS}_{diboson} - N^{SS}_{diboson}) - (N^{OS}_{\text{top célib.}} - N^{SS}_{\text{top célib.}})}{\left(\varepsilon^{OS}_{t\bar{t}} - \varepsilon^{SS}_{t\bar{t}}\right) \cdot \mathcal{L}} \tag{7.8}$$

Pour chaque canal j, $e{+}\tau$ et $\mu{+}\tau$, le nombre d'événements observés est défini par : $N^{obs}_j = N^{OS}_{\text{données}_j}$ et le nombre d'événements de bruit de fond attendus est défini par : $N^{bkg}_j = N^{SS}_{\text{données}_j} + N^{OS}_{W+jets_j} - N^{SS}_{W+jets_j} + N^{OS}_{Z/\gamma^*+jets_j} - N^{SS}_{Z/\gamma^*+jets_j} + N^{OS}_{diboson_j} - N^{SS}_{diboson_j} + N^{OS}_{\text{top célib}_j} - N^{SS}_{\text{top célib}_j}$.
Ensuite, la fonction de vraisemblance suivante est estimée :

$$L(\sigma, \{N^{obs}_j, N^{bkg}_j, \mathcal{B}, \mathcal{L}, \varepsilon_j\}) = \mathcal{P}(N^{obs}_j, \mu_j) = \frac{\mu_j^{N^{obs}}}{N^{obs}!} e^{-\mu_j} \tag{7.9}$$

	$t\bar{t} \to 2\ell 2\nu 2b$, %		$t\bar{t} \to \ell$+jets, %		W, %		$Z \to \mu\mu$, %		$Z \to \tau\tau$, %		diboson, %		top célib., %		Total, pb	
Source de l'incertitude	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down
Qualité des données	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.05	−0.05
Position en z des vertex	+0.8	−0.8	+0.8	−0.8	+0.9	−0.9	+0.8	−0.8	+0.9	−0.9	+0.7	−0.7	+0.8	−0.8	+0.08	−0.08
Profile de luminosité	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+0.19	−0.19
Muon : ID	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.07	−0.07
Muon : trace	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.07	−0.07
Muon : isolation	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+0.19	−0.19
Déclenchement	+3.7	−3.8	+3.5	−3.6	+4.1	−4.2	+4.2	−4.3	+3.8	−4.0	+4.1	−2.9	+3.6	−3.7	+0.37	−0.34
Reconstruction des taus	+5.0	−5.0	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+5.0	−5.0	+5.0	−5.0	+0.0	−0.0	+0.30	−0.28
Jets reconstruits en taus	+0.0	−0.0	+8.0	−8.0	+8.0	−8.0	+8.0	−8.0	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+8.0	−8.0	+0.31	−0.30
Charge opposée	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+0.19	−0.19
k'-factor	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+5.1	−5.1	+7.7	−7.7	+7.7	−7.7	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.11	−0.11
HF factors	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+16.3	−16.3	+14.6	−14.6	+12.4	−12.4	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.24	−0.24
S_HF factors	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+17.0	−17.0	+14.4	−14.4	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.17	−0.17
Identification des jets de b	+4.3	−4.5	+4.7	−4.9	+7.0	−7.1	+6.8	−6.8	+6.6	−6.7	+7.7	−7.8	+5.4	−5.5	+0.51	−0.44
Échelle d'énergie des jets	+1.3	−1.2	+0.7	−0.7	+7.0	−2.1	+6.8	−5.5	+4.6	−3.6	+5.1	−6.8	+2.4	−2.4	+0.11	−0.18
Résolution des jets	+0.0	+0.7	−0.2	+0.2	+5.2	−1.0	+4.3	−1.4	+2.2	+2.1	+4.3	−6.3	+2.0	−0.6	−0.03	−0.11
Jet ID	+1.2	−1.2	+0.7	−0.7	+1.3	−1.3	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.6	−2.6	+1.5	−1.5	+0.12	−0.12
Incertitudes statistiques	+0.7	−0.7	+1.7	−1.7	+11.6	−11.6	+3.3	−3.3	+7.7	−7.7	+12.5	−12.5	+3.5	−3.5	+1.14	−1.14
Total	+8.6	−8.8	+10.8	−10.9	+25.5	−24.1	+28.0	−27.4	+24.6	−24.5	+18.0	−18.9	+12.0	−11.9	+1.46	−1.44

TAB. 7.17 – *Incertitudes systématiques relatives dans le canal μ+τ pour les différents lots d'événements.*

	$t\bar{t} \to 2\ell 2\nu 2b$, %		$t\bar{t} \to \ell$+jets, %		W, %		$Z \to \ell\ell$, %		$Z \to \tau\tau$, %		diboson, %		top célib., %		Total σ, pb	
Source de l'incertitude	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down	up	down
Qualité des données	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.5	−0.5	+0.03	−0.03
Position en z des vertex	+0.8	−0.8	+0.8	−0.8	+0.9	−0.9	+0.8	−0.8	+0.9	−0.9	+0.5	−0.5	+0.8	−0.8	+0.06	−0.06
Profile de luminosité	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+0.13	−0.13
Electron ID	+5.5	−5.5	+5.5	−5.5	+5.5	−5.5	+5.5	−5.5	+5.5	−5.5	+5.5	−5.5	+5.5	−5.5	+0.38	−0.34
Déclenchement	+1.0	−2.1	+1.0	−1.9	−0.2	−2.4	+1.3	−2.4	+3.1	−3.7	+2.1	−3.6	+1.3	−1.9	+0.16	−0.06
Reconstruction des taus	+5.0	−5.0	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+5.0	−5.0	+5.0	−5.0	+0.0	−0.0	+0.17	−0.16
Jets reconstruits en taus	+0.0	−0.0	+8.0	−8.0	+8.0	−8.0	+8.0	−8.0	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+8.0	−8.0	+0.27	−0.25
Charge opposée	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+2.0	−2.0	+0.13	−0.13
k'-factor	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+17.6	−17.6	+7.7	−7.7	+7.7	−7.7	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.18	−0.18
HF factors	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+14.8	−14.8	+13.0	−13.0	+12.7	−12.7	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.21	−0.21
S_HF factors	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+15.2	−15.2	+14.8	−14.8	+0.0	−0.0	+0.0	−0.0	+0.11	−0.11
Identification des jets de b	+4.4	−4.6	+4.9	−5.1	+7.1	−7.2	+7.4	−7.5	+7.0	−7.3	+7.7	−7.8	+5.3	−5.5	+0.37	−0.33
Échelle d'énergie des jets	+2.1	−1.5	+1.1	−0.7	+6.2	−4.6	+3.5	−5.1	+2.5	−5.1	+2.8	−12.4	+2.9	−1.6	+0.13	−0.01
Résolution des jets	+0.8	−0.4	−0.2	−0.1	+5.2	−5.0	+4.2	−4.6	+2.5	−4.8	−1.8	−1.6	+3.4	−0.8	+0.14	−0.17
Jet ID	+1.2	−1.2	+1.1	−1.1	+0.6	−0.6	+2.4	−2.4	+0.6	−0.6	+0.7	−0.7	+0.7	−0.7	+0.05	−0.04
Incertitudes statistiques	+1.0	−1.0	+1.6	−1.6	+9.4	−9.4	+6.1	−6.1	+4.4	−4.4	+15.5	−15.5	+3.8	−3.8	+2.12	−2.12
Total	+9.6	−9.7	+11.5	−11.7	+28.9	−28.7	+26.3	−26.7	+24.4	−25.3	+19.5	−23.1	+13.0	−12.5	+2.25	−2.23

TAB. 7.18 – *Incertitudes systématiques relatives dans le canal e+τ pour les différents lots d'événements.*

où $\mathcal{P}(N_j^{obs}, \mu_j)$ est la probabilité de Poisson d'observer N_j^{obs} événements pour un nombre d'événements combinés de signal et de bruit de fond de :

$$\mu_j = \sigma \varepsilon_j \mathcal{B}\mathcal{L} + N_j^{bkg} \tag{7.10}$$

avec $\mathcal{L}$ la luminosité, $\varepsilon_j = \varepsilon_{t\bar{t}}^{OS} - \varepsilon_{t\bar{t}}^{SS}$ l'efficacité de sélection du signal et $\mathcal{B}$ le rapport d'embranchement fixé à 1 étant donné que les efficacités en tiennent déjà compte.
La section efficace de production de paires de quarks top est extraite en minimisant l'opposé du logarithme népérien de la fonction de vraisemblance :

$$-\ln \mathrm{L}(\sigma_j \{N_j^{obs}, N_j^{bkg}, \mathcal{B}, \mathcal{L}_j, \varepsilon_j\}). \tag{7.11}$$

Les nombres d'événements attendus pour les différents bruits de fond ont été présentés dans le tableau 7.16. En utilisant les efficacités cumulées données dans les tableaux 7.12 et 7.13 et la luminosité intégrée mesurée de 1215,8 pb^{-1}, on trouve une section efficace de production $t\bar{t}$, dans l'hypothèse d'une masse de top de 170 GeV/c^2, de :

$$\begin{aligned} \mu{+}\tau : \sigma(t\bar{t}) &= 7,84^{+2,66}_{-2,28}(\mathrm{stat})^{+1,46}_{-1,44}(\mathrm{syst}) \pm 0,48(\mathrm{lumi}) \ \ \mathrm{pb} \\ e{+}\tau : \sigma(t\bar{t}) &= 5,05^{+2,95}_{-2,51}(\mathrm{stat})^{+2,25}_{-2,23}(\mathrm{syst}) \pm 0,31(\mathrm{lumi}) \ \ \mathrm{pb} \end{aligned}$$

En faisant l'hypothèse d'une masse de top de 175 GeV/c^2, la section efficace de production $t\bar{t}$ obtenue est de :

$$\begin{aligned} \mu{+}\tau : \sigma(t\bar{t}) &= 7,56^{+2,56}_{-2,20}(\mathrm{stat})^{+1,57}_{-1,49}(\mathrm{syst}) \pm 0,46(\mathrm{lumi}) \ \ \mathrm{pb} \\ e{+}\tau : \sigma(t\bar{t}) &= 4,72^{+2,76}_{-2,34}(\mathrm{stat})^{+2,13}_{-2,09}(\mathrm{syst}) \pm 0,29(\mathrm{lumi}) \ \ \mathrm{pb} \end{aligned}$$

7.8 Combinaison

Chaque lot de données étant statistiquement indépendant, la combinaison des deux canaux $\mu{+}\tau$ et $e{+}\tau$ est réalisée en minimisant la somme des opposés des logarithmes népériens des fonctions de vraisemblance de chaque canal. L'incertitude statistique est obtenue en faisant varier l'opposé du logarithme népérien de la fonction de vraisemblance d'une demi-unité au dessus du minimum. Pour les incertitudes systématiques, une nouvelle fonction de vraisemblance est dérivée pour chaque variation de chaque source indépendente d'incertitude. Les variations de la valeur centrale de la section efficace de production sont sommées quadratiquement pour obtenir l'incertitude systématique totale. Les incertitudes sur le muon ou l'électron et les incertitudes statistiques ont été traitées comme non-corrélées. Toutes les autres sources d'incertitude ont été traitées comme totalement corrélées.
La combinaison des deux canaux $e{+}\tau$ et $\mu{+}\tau$ du Run IIb donne :
Avec l'hypothèse d'une masse de top de 170 GeV/c^2 :

$$\ell + \tau : \sigma(t\bar{t}) = 6,75^{+1,91}_{-1,70}(\mathrm{stat})^{+1,49}_{-1,31}(\mathrm{syst}) \pm 0,39(\mathrm{lumi}) \ \ \mathrm{pb}$$

Avec l'hypothèse d'une masse de top de 175 GeV/c^2 :

$$\ell + \tau : \sigma(t\bar{t}) = 6,42^{+1,82}_{-1,62}(\mathrm{stat})^{+1,42}_{-1,25}(\mathrm{syst}) \pm 0,39(\mathrm{lumi}) \ \ \mathrm{pb}$$

L'analyse des données du Run IIa (1 fb^{-1}), faisant l'hypothèse d'une masse de top de 175 GeV/c^2, a donné le résultat suivant [149] :

$$\ell + \tau : \sigma(t\bar{t}) = 8,3^{+2,0}_{-1,8}(\text{stat})^{+1,4}_{-1,2}(\text{syst}) \pm 0,5(\text{lumi}) \text{ pb} \tag{7.12}$$

La combinaison des résultats du Run IIa avec ceux du Run IIb, soit 2,2 fb^{-1} de données, donne :

$$\ell + \tau : \sigma(t\bar{t}) \quad = \quad 7,32^{+1,34}_{-1,24}(\text{stat})^{+1,20}_{-1,06}(\text{syst}) \pm 0,45(\text{lumi}) \quad \text{pb} \tag{7.13}$$

7.9 Conclusion

La mesure de la section efficace de production de paires de quarks top a été réalisée dans le canal "lepton+tau" en utilisant les données du Run IIb collectées entre juillet 2006 et août 2007, soit une luminosité intégrée de 1,2 fb^{-1}, puis combinée aux résultats du Run IIa, pour un total de 2,2 fb^{-1}. Cette mesure est en bon accord avec les autres mesures réalisées par la collaboration DØ [158, 159, 160, 161, 162] et la prédiction théorique de $7,4^{+0,7}_{-0,9}$ pb provenant du calcul NLO présentée dans la référence [139] pour une masse de top de $172,4 \pm 1,2$ GeV/c^2 (moyenne actuelle mesurée au Tevatron [15]). Ce bon accord est illustré par la figure 7.20 qui présente les résultats des mesures de sections efficaces pour les différentes analyses réalisées dans DØ, ainsi que les prédictions théoriques. L'analyse présentée dans cette thèse est indiquée sous le nom "tau+lepton". On notera que malgré le fait que l'analyse "tau+lepton" soit celle réalisée avec la plus grande luminosité intégrée, les incertitudes associées à cette analyse sont plus grandes que celles obtenues pour les canaux "l+jets" [158] et "dilepton" [159]. La précision supplémentaire apportée par le canal "tau+lepton" à la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top, n'est pas l'intérêt principal de ce canal. En effet, l'importance du canal "tau+lepton" réside plus dans le test du modèle standard qu'il permet de réaliser. Les déviations par rapport aux prédictions du modèle standard pourrait en effet être plus marquées avec les particules de la troisième famille. Par exemple, les modèles à deux doublets de Higgs prédisent l'existence d'un boson de Higgs chargé, se désintégrant de manière privilégiée en un lepton tau et un neutrino pour les grandes valeurs de $\tan\beta$ et ainsi modifient de manière importante le nombre d'événements attendus dans le canal "tau+lepton". Le chapitre suivant va présenter la recherche du boson de Higgs chargé réalisée à partir de l'analyse "tau+lepton".

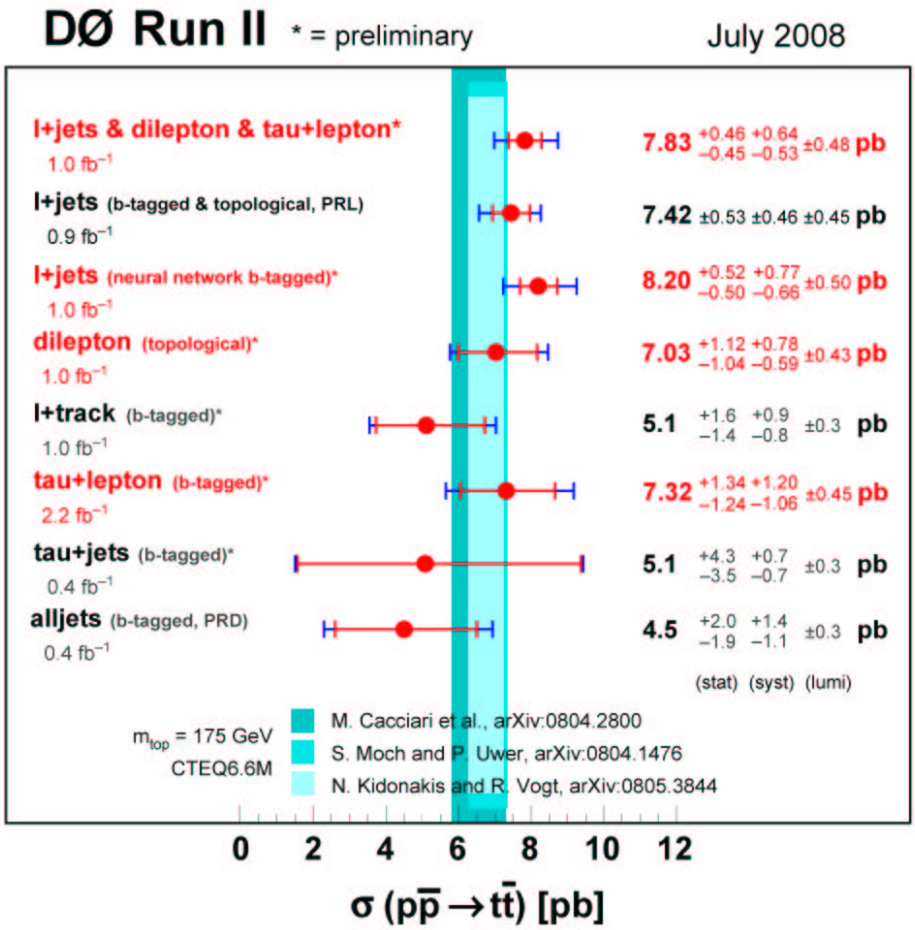


FIG. 7.20 – *Sections efficaces de production de paires de quarks top, mesurées par les différentes analyses de la collaboration DØ, sous l'hypothèse d'une masse de top de 175 GeV/c^2. L'analyse présentée dans cette thèse est indiquée sous le nom "tau+lepton". L'incertitude statistique est repésentée par les barres d'erreur rouges. Les barres bleues représentent l'incertitude totale, calculée en faisant la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique et de l'incertitude sur la luminosité. Les bandes verticales bleues indiquent les prédictions théoriques.*

Chapitre 8

Recherche du boson de Higgs chargé

Le boson de Higgs chargé, prédit par les modèles à deux doublets de Higgs, peut, si sa masse $m_{H^\pm}$ est inférieure à la masse du quark top plus celle du quark b, être produit au Tevatron via la désintégration du quark top. Le boson de Higgs chargé se désintègre principalement en un lepton tau et un neutrino dans l'hypothèse d'une valeur de $\tan\beta$ élevée. Cela mène au même état final que celui étudié au chapitre précédent pour la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top. Ce chapitre a pour but de présenter la recherche du boson de Higgs chargé dans ce canal "tau+lepton" à partir de la sélection présentée au chapitre précédent.
Les données observées lors de la mesure de la section efficace de production de paire de quarks top étant en relativement bon accord avec les prédictions du modèle standard, une limite dans le plan ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) a été déterminée et va être présentée, après une présentation des différents lots de signal engendrés et une brève présentation de la méthode d'extraction des limites.

8.1 Simulation du signal

Le rapport d'embranchement du top en un boson de Higgs chargé et un quark b étant dépendant de la valeur de $\tan\beta$ et de la masse du boson de Higgs chargé (cf. paragraphe 1.4.2), il a été choisi d'engendrer de manière séparée :

- des événements $t\bar{t} \to W^\pm b H^\mp b$: événements $t\bar{t}$ avec un des deux quarks top se désintégrant en un boson de Higgs chargé et un quark b, l'autre top se désintégrant de manière standard en un boson W et un quark b ;
- et des événéments $t\bar{t} \to H^\pm b H^\mp b$: événements $t\bar{t}$ dont les deux quarks top se désintègrent en un boson de Higgs chargé et un quark b.

Cela permet d'obtenir aisément la proportion correcte d'événements $W^\pm b H^\mp b$ et $H^\pm b H^\mp b$, quels que soient les paramètres ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) choisis, en réalisant le mélange adéquat des deux lots.
Le générateur PYTHIA a été utilisé pour engendrer l'ensemble des événements, en utilisant une masse de top fixée à 170 GeV/c^2. Les expériences du "Large Electron Positron collider" (LEP) ayant exclu la présence de boson de Higgs chargé de masse inférieure à 80 GeV/c^2 [25], des lots d'événements distincts ont été engendrés pour des masses du boson de Higgs chargé comprises entre 80 GeV/c^2 et la masse du quark top : 80, 100, 120, 140, 150 et 155 GeV/c^2.
Pour chaque masse du boson de Higgs chargé, des lots d'événements ont été engendrés avec :

- le boson de Higgs chargé se désintégrant majoritairement en $c\bar{s}$. La valeur de $\tan\beta$ utilisée est de 0,5 ;
- le boson de Higgs chargé se désintégrant majoritairement en $\tau\nu$. La valeur de $\tan\beta$ choisie lors de la génération des événements dépend de la masse du boson de Higgs chargé. Elle a été fixée de manière à obtenir le rapport d'embranchement du top en $H^\pm b$ égal à 0,1 : $\tan\beta$ = 22,5 ; 26,9 ; 35,3 ; 88,3 ; 81,2 et 108,0 ; pour respectivement $m_{H^\pm}$ = 80, 100, 120, 140, 150 et 155 GeV/c^2.

La figure 8.1 présente les distributions de la masse du boson de Higgs chargé au niveau générateur, obtenues pour différents lots d'événements engendrés avec des valeurs de $\tan\beta$ supérieure à 20. On notera que la largeur dépend de la valeur de $\tan\beta$ utilisée :

$$\Gamma(H^{\pm} \to \tau\nu) \sim m_{\tau}^{2}\tan^{2}\beta + m_{\nu}^{2}\cot^{2}\beta \tag{8.1}$$

La figure 8.2 présente pour ces mêmes lots d'événements les distributions de l'impulsion transverse du tau et des quarks b. Les leptons tau étant issus de la désintégration du boson de Higgs chargé, leur impusion augmente avec la masse du boson Higgs chargé, contrairement à l'impulsion du quark b qui provient du top se désintégrant en $H^{\pm}b$.

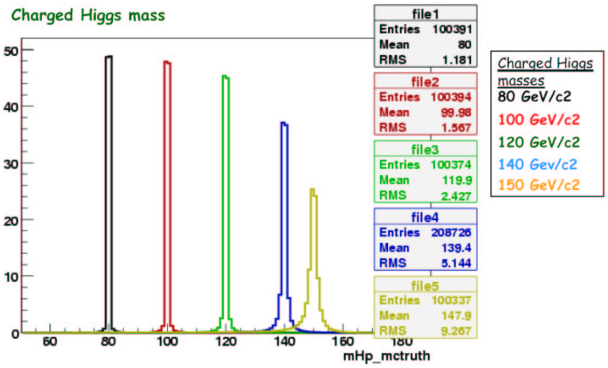


FIG. 8.1 – *Distributions de la masse du boson de Higgs chargé au niveau générateur. Les différentes couleurs correspondent à différents lots de différentes masses, indiquées dans la légende dans la figure.*

8.2 Calcul des limites

Les coupures réalisées pour la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top, présentées au chapitre 7, ont été appliquées aux différents lots d'événements présentés au paragraphe précédent. Les efficacités de sélection des différents lots permettent de déterminer le nombre d'événements avec un boson de Higgs chargé attendus $N_{H^{\pm}}$, donné par la relation :

$$N_{H^{\pm}} = \sigma_{t\bar{t}}^{th}\mathcal{L}\left[\varepsilon_{W^{\pm}bH^{\mp}b}BR(t\bar{t} \to W^{\pm}bH^{\mp}b) + \varepsilon_{H^{\pm}bH^{\mp}b}BR(t\bar{t} \to H^{\pm}bH^{\mp}b)\right] \tag{8.2}$$

avec $\sigma_{t\bar{t}}^{th} = 7,91$ pb, la section efficace théorique de production de paires de quarks top de masse 170 GeV/c^2 et $\mathcal{L} = 1215,8$ pb^{-1} la luminosité intégrée du Run IIb. Les rapports d'embranchement sont donnés, en faisant l'hypothèse que le quark top se désintègre exclusivement en $W^{\pm}b$ ou en $H^{\pm}b$, par les relations suivantes :

$$BR(t\bar{t} \to W^{\pm}bH^{\mp}b) = 2 * BR(t \to H^{\pm}b) * \left[1 - BR(t \to H^{\pm}b)\right] \tag{8.3}$$

$$BR(t\bar{t} \to H^{\pm}bH^{\mp}b) = \left[BR(t \to H^{\pm}b)\right]^{2} \tag{8.4}$$

avec $BR(t \to H^{\pm}b)$ le rapport d'embranchement du top en un boson de Higgs chargé et un quark b, calculé grâce à la relation donnée dans la référence [22]. Ce rapport d'embranchement dépend de $\tan\beta$ et de la masse du boson de Higgs chargé.
Les efficacités de sélection $\varepsilon_{W^{\pm}bH^{\mp}b}$ et $\varepsilon_{H^{\pm}bH^{\mp}b}$ sont la somme des efficacités obtenues dans les canaux $\mu+\tau$ et $e+\tau$. Pour chaque canal, les efficacités sont données par les relations suivantes :

$$\varepsilon_{W^{\pm}bH^{\mp}b} = \varepsilon_{W^{\pm}bH^{\mp}b}^{\tau\nu}BR(H^{\pm} \to \tau^{\pm}\nu) + \varepsilon_{W^{\pm}bH^{\mp}b}^{cs}BR(H^{\pm} \to cs) \tag{8.5}$$

$$\varepsilon_{H^{\pm}bH^{\mp}b} = \varepsilon_{H^{\pm}bH^{\mp}b}^{\tau\nu\tau\nu}\left[BR(H^{\pm} \to \tau^{\pm}\nu)\right]^{2} + \varepsilon_{H^{\pm}bH^{\mp}b}^{\tau\nu cs}\left[2BR(H^{\pm} \to \tau^{\pm}\nu)BR(H^{\pm} \to cs)\right] \tag{8.6}$$

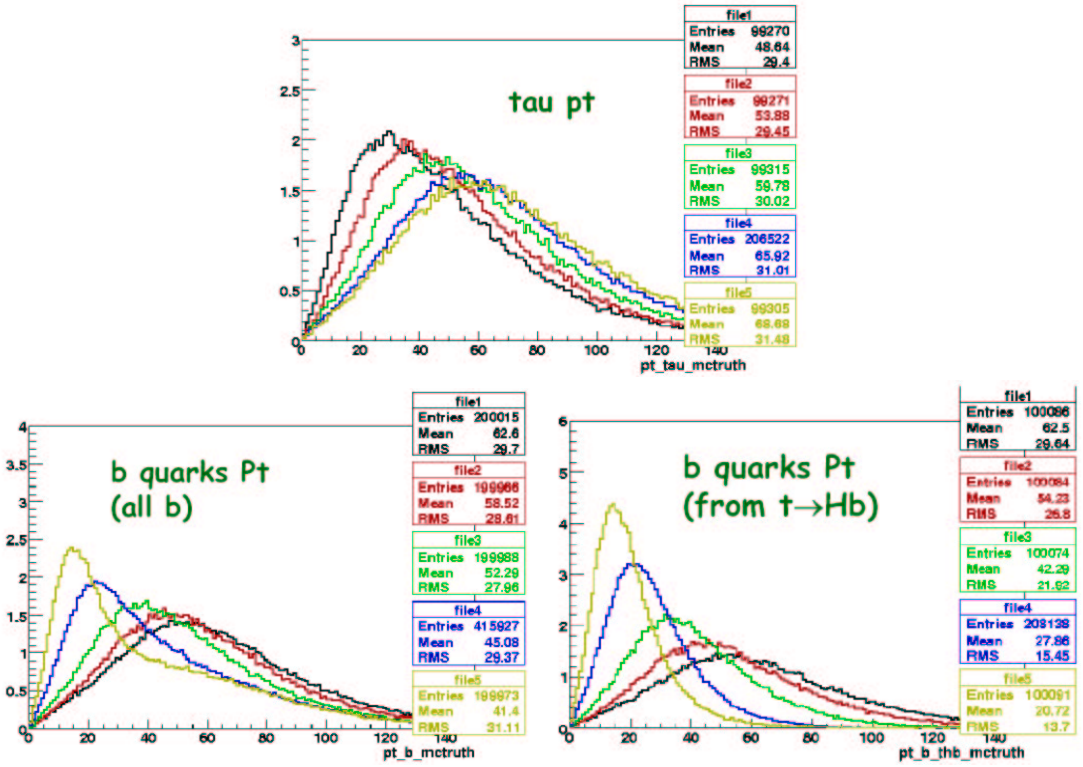


FIG. 8.2 – *Distributions, pour des lots $W^{\pm}bH^{\mp}b$ engendrés avec des valeurs de $\tan\beta$ supérieure à 20, de l'impulsion transverse du tau (en haut), de tous les quarks b (en bas à gauche) et des quarks b provenant du top se désintégrant en $H^{\pm}b$ (en bas à droite). Les différentes couleurs correspondent à différents lots de différentes masses, indiquées dans la légende dans la figure 8.1.*

avec ε les efficacités mesurées dans les lots correspondants, en fonction de la masse du boson de Higgs chargé et de l'état final considéré. À titre d'exemple, les efficacités mesurées pour les lots d'événements avec un boson de Higgs chargé de masse $m_{H^\pm}$=120 GeV/c^2 sont données dans le tableau 8.1. L'efficacité d'un état final donné est supposée indépendante de $\tan\beta$. Les rapports d'embranchement du boson de Higgs chargé en $\tau^\pm\nu$ et en $c\bar{s}$ sont donnés par le logiciel CPsuperH [163]. On notera que ces rapports d'embranchement sont calculés dans le cadre du MSSM et dépendent de $\tan\beta$, de la masse du boson de Higgs chargé, mais aussi des autres paramètres du modèle, qui ont été fixés pour cette étude aux valeurs suivantes : μ = 500 GeV/c^2, $A_t = A_b$ = 2000 GeV/c^2, A_τ = 500 GeV/c^2, $M_1 = 0,498 M_2$ et $M_2 = M_3 = M_Q = M_U = M_D = M_L = M_E$ = 1000 GeV/c^2 (pas de violation explicite de CP).

	$W^\pm bH^\mp b$	$H^\pm bH^\mp b$
ε^τ	0,654±0,023	0,656±0,022
ε^{cs}	0,089±0,008	0,059±0,007

Tab. 8.1 – *Efficacités de sélection en % des lots d'événements avec un boson de Higgs chargé de masse $m_{H^\pm}$=120 GeV/c^2.*

Le nombre d'événements de bruits de fond est obtenu en considérant tous les bruits de fond utilisés dans l'analyse de la section efficace de production de paires de quarks top. La contribution des événements $t\bar{t}$ issus du modèle standard, c'est-à-dire lorsque les deux top se désintègrent en $W^\pm b$, est également considérée comme un bruit de fond. Cette dernière contribution est donnée par la relation :

$$N_{W^\pm bW^\mp b} = \sigma^{th}_{t\bar{t}} \mathcal{L} \varepsilon^{OS}_{t\bar{t}} \left[1 - BR(t \to H^\pm b)\right]^2 \tag{8.7}$$

Le nombre d'événements pour chaque bruit de fond est présenté dans le tableau 7.16, sauf pour la contribution des événements multijets qui est recalculée en tenant compte du nouveau nombre d'événements $t\bar{t}$ passant les coupures de sélection.

Les incertitudes statistiques et systématiques sur les nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus sont calculées par la méthode décrite au paragraphe 7.6. Pour les incertitudes systématiques sur le signal de production de boson de Higgs chargé, les mêmes pourcentages que pour les événements $t\bar{t}$ modèle standard sont utilisés.

La confrontation de l'expérience avec les nombres d'événements attendus permet de déterminer les hypothèses de masses du boson de Higgs chargé qui peuvent être exclues. Une hypothèse de masse sera exclue si la probabilité d'obtenir un nombre d'événement plus petit ou aussi petit que le nombre d'événements observés est plus petite que 5%. C'est-à-dire, si l'hypothèse "bruit de fond + signal" est rejetée avec un niveau de confiance de plus de 95%.
Pour déterminer le niveau de confiance d'exclusion, la méthode fréquentiste modifiée dite du CL_s est utilisée [164]. L'expression de la probabilité d'observer N événements (signal+bruit) lorsque $s + b$ sont attendus est donnée par la statistique de Poisson :

$$\rho_{s+b}(N) = \frac{(s+b)^N e^{-(s+b)}}{N!} \tag{8.8}$$

avec b le nombre d'événements attendus dans le cadre du modèle standard et s le nombre d'événements supplémentaires attendus dans l'hypothèse de l'existance du boson de Higgs chargé par rapport au nombre d'événements attendus dans le cadre du modèle standard.
Ce qui nous permet de définir le niveau de confiance d'exclusion de l'hypothèse "signal+bruit"

par $1 - CL_{sb}$, avec CL_{sb} défini par :

$$CL_{sb} = P_{sb}(N \leqslant N_{obs}) = e^{-(s+b)} \sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{(s+b)^n}{n!} \tag{8.9}$$

Pour tenir compte d'une éventuelle fluctuation négative du bruit de fond, on normalise ce niveau de confiance par celui de l'hypothèse "bruit de fond seul" en utilisant le niveau de confiance suivant :

$$CL_s = \frac{CL_{sb}}{CL_b} \tag{8.10}$$

avec CL_b le niveau de confiance de l'hypothèse "bruit de fond seul", défini par :

$$CL_b = P_b(N \leqslant N_{obs}) = e^{-b} \sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{b^n}{n!} \tag{8.11}$$

8.3 Résultats

La figure 8.3 présente $\sigma_{t\bar{t}}^{th} \times [BR(t\bar{t} \to W^{\pm}bH^{\mp}b) + BR(t\bar{t} \to H^{\pm}bH^{\mp}b)]$ en fonction de la masse du boson de Higgs chargé, pour $\tan\beta = 40$. La courbe bleue est la courbe théorique. Pour les différentes hypothèses de masses de boson de Higgs chargé engendrées, les limites observée et attendue sont obtenues. Une interpolation linéaire entre les points obtenus est effectuée. Les régions au-dessus des courbes rouges sont exclues avec un niveau de confiance de plus de 95%. L'intersection avec la courbe théorique permet de déterminer la masse maximale du boson de Higgs chargé exclue. Ceci est réalisé pour de nombreuses valeurs de $\tan\beta$, afin de réaliser la courbe d'exclusion dans le plan ($\tan\beta$, $m_{H^{\pm}}$) présenté figure 8.4. Les zones vertes correspondent aux régions pour lesquelles le logiciel CPsuperH rapporte des inconsistances lors du calcul du secteur de Higgs et seront considérées comme théoriquement exclues. Entre $\tan\beta$=20 et 30, le boson de Higgs chargé de masse 80 GeV/c^2 est exclu théoriquement. Le boson de Higgs chargé de 100 GeV/c^2 n'étant pas exclu expérimentalement, il est difficile d'extrapoler dans cette région la limite obtenue. Les masses supérieures à 100 GeV/c^2 sont exclues à partir de $\tan\beta$=33. Pour $\tan\beta$=50, le boson de Higgs chargé est exclue jusqu'à une masse de 120,1 GeV/c^2.

8.4 Prospectives

Les résultats présentés au paragraphe précédent ne concernent que les canaux μ+τ et e+τ. Afin de gagner en sensibilité, il est possible de réaliser une combinaison avec les canaux e+jets, μ+jets, ee, $e\mu$ et $\mu\mu$, pour lesquels la présence du boson de Higgs chargé se traduit pour les grandes valeurs de $\tan\beta$ par un nombre plus faible d'événements observés que celui prédit dans le cadre du modèle standard. Cette combinaison a été réalisée dans D0 pour les données du Run IIa (environ 1 fb^{-1}) [165], ainsi que dans l'expérience CDF (environ 200 pb^{-1}) [26]. La figure 8.5 présente les résultats pour l'expérience D0 au Run IIa, pour lesquels l'hypothèse que le boson de Higgs chargé se désintègre exclusivement en $c\bar{s}$ pour $\tan\beta < 7$ et exclusivement en $\tau\nu$ pour $\tan\beta > 7$, est réalisée.

La luminosité intégrée totale attendue au Tevatron d'ici 2010 est de l'ordre de 8 fb^{-1}. La figure 8.6 présente les limites attendues pour 8 fb^{-1}, pour le canal lepton+tau seul, en faisant l'hypothèse que les efficacités de sélection du Run IIb ne changent pas. La zone d'exclusion obtenue exclut les masses supérieures à 100 GeV/c^2 à partir de $\tan\beta$=26,8. Pour $\tan\beta$=50, on attend une exclusion du boson de Higgs chargé jusqu'à une masse de 123,9 GeV/c^2.

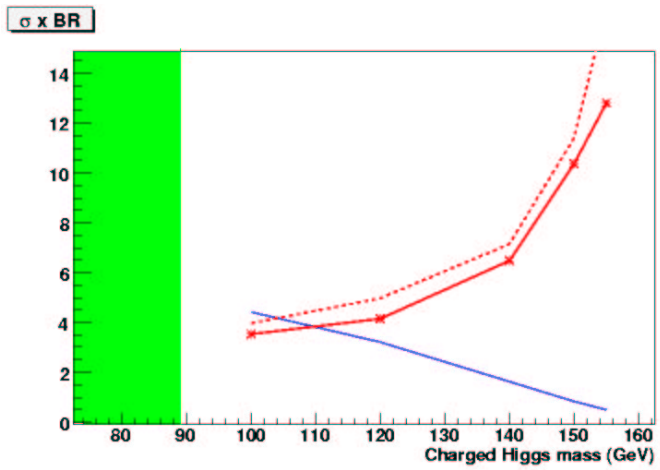


FIG. 8.3 – $\sigma_{t\bar{t}}^{th} \times [BR(t\bar{t} \to W^{\pm}bH^{\mp}b) + BR(t\bar{t} \to H^{\pm}bH^{\mp}b)]$ *en fonction de la masse du boson de Higgs chargé, pour* $\tan\beta = 40$. *La courbe bleue est la courbe théorique. La courbe rouge en pointillés indique la limite attendue. La ligne rouge pleine indique la limite observée. La zone verte correspond à la région exclue théoriquement.*

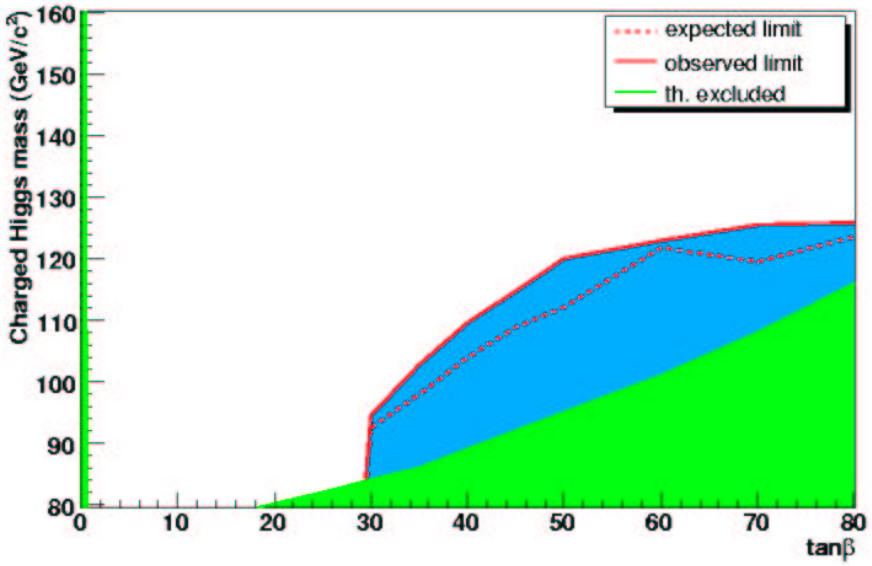


FIG. 8.4 – *Limites obtenues dans le plan* ($\tan\beta$, $m_{H^{\pm}}$), *dans le cadre du MSSM avec les paramètres suivants :* $\mu = 500\ GeV/c^2$, $A_t = A_b = 2000\ GeV/c^2$, $A_\tau = 500\ GeV/c^2$, $M_1 = 0,498 M_2$ *et* $M_2 = M_3 = M_Q = M_U = M_D = M_L = M_E = 1000\ GeV/c^2$. *La zone verte correspond à la région exclue théoriquement. La courbe rouge en pointillés indique la limite attendue. La ligne rouge pleine indique la limite observée. La région bleue est la région exclue par cette analyse avec un niveau de confiance de plus de 95%.*

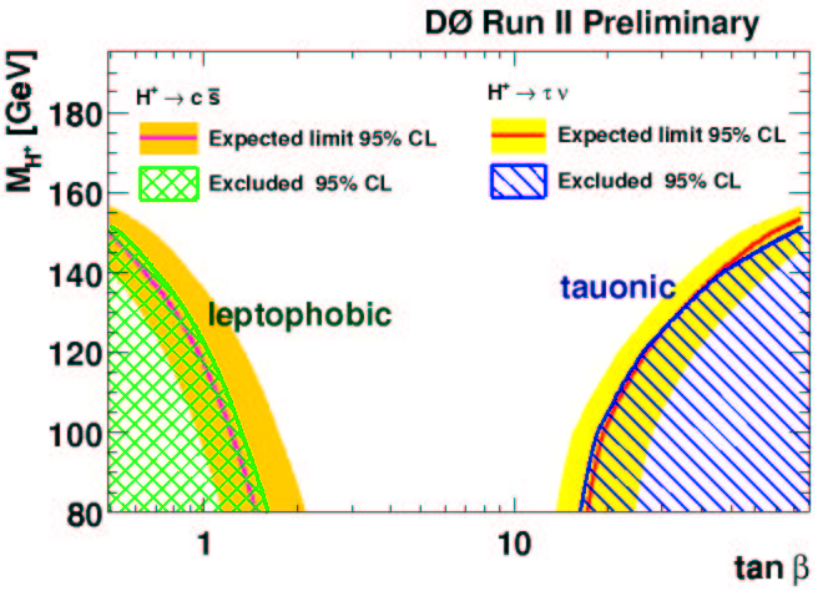


FIG. 8.5 – *Limites obtenues dans le plan* ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) *au Run IIa. Les courbes rouges indiquent les limites attendues. Les zones bleues indiquent les zones exclues. L'hypothèse que le boson de Higgs chargé se désintègre exclusivement en* $c\bar{s}$ *pour* $\tan\beta < 7$ *et exclusivement en* $\tau\nu$ *pour* $\tan\beta > 7$, *est réalisée.*

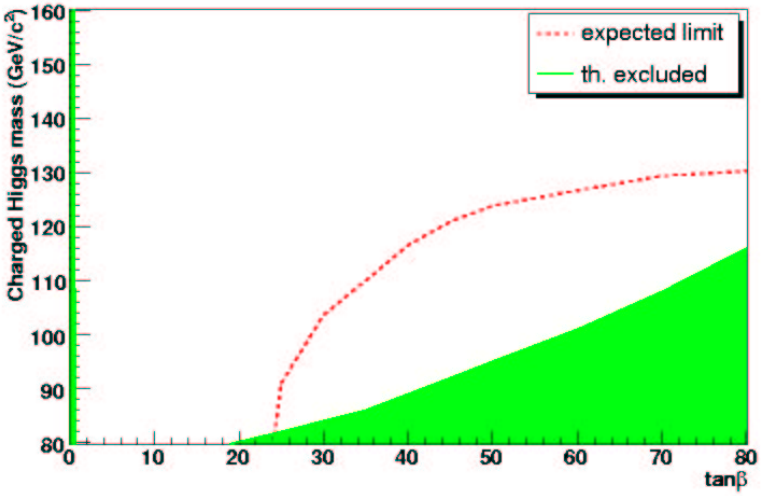


FIG. 8.6 – *Limites attendues dans le plan* ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$), *pour 8* fb^{-1}. *La zone verte correspond à la région exclue théoriquement. La courbe rouge en pointillés indique la limite attendue.*

Au “Large Hadron Collider” (LHC), collisionneur proton-proton basé au CERN, la section efficace théorique (NLL) de production de paires de quarks top, pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, est de $\sigma_{t\bar{t}}^{th} = 833 \pm 83$ pb [166]. La figure 8.7 présente le potentiel de découverte dans le plan ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) du boson de Higgs chargé avec l'expérience CMS avec 30 fb^{-1} de données [167].

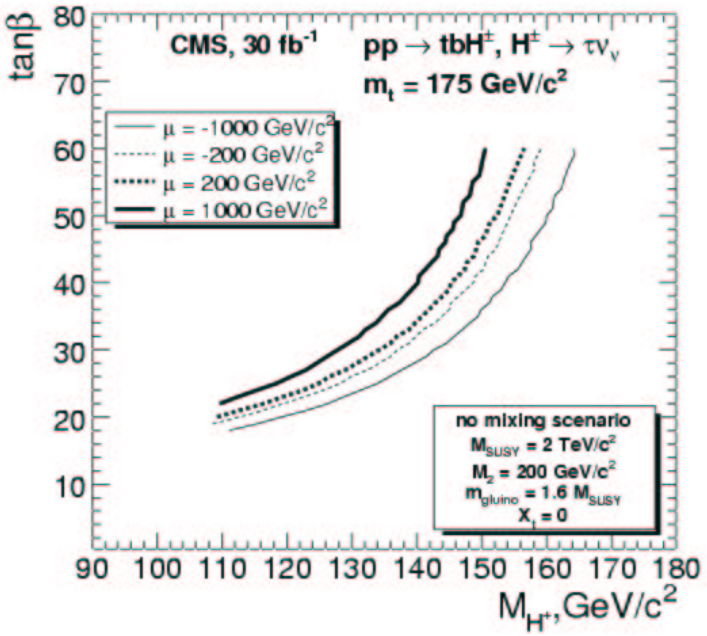


FIG. 8.7 – *Potentiel de découverte dans le plan* ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) *du boson de Higgs chargé avec l'expérience* CMS *avec 30 fb*$^{-1}$ *de données [167]. Les différentes courbes correspondent à différentes hypothèses, explicitées dans la légende incluse dans la figure, concernant le paramètre* μ.

Conclusion

Au cours de cette thèse, plusieurs domaines de l'expérience DØ ont été abordés.
Diverses études ont été réalisées sur le sytème de déclenchement. L'étude de l'identification des leptons taus au niveau 3 du système de déclenchement aura permis de développer de nouveaux critères d'identification basés sur des réseaux de neurones ou sur des analyses discriminantes linéaires. Le travail sur les déclenchements "jets + $\not\!\!E_T$" aura abouti à la conception de nouvelles définitions de déclenchements de niveau 3 qui permettent de réduire de 50% le taux de déclenchement sans perte d'efficacité. Ces nouvelles définitions ont été approuvées par la collaboration et sont utilisées en ligne depuis septembre 2006.
La résolution en énergie des jets a également été étudiée, avec les travaux sur l'intercalibration en η du calorimètre hadronique qui ont permis de démontrer la robustesse de la méthode de calibration utilisée. Les études pour l'amélioration de la résolution en énergie des jets ont été poursuivies par les travaux sur l'utilisation de l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe central qui ont montré que l'on pouvait obtenir ainsi une amélioration de 5% à 10% de la résolution en énergie.
La section efficace de production de paires de quarks top a été mesurée dans le canal lepton, tau hadronique, deux jets de b et de l'énergie transverse manquante. Cette analyse utilise les données collectées au début du Run IIb entre juillet 2006 et août 2007, soit une luminosité de 1,2 fb^{-1}, et utilise des algorithmes d'étiquetage des jets de b. Le lot de données étudié a permis de sélectionner 19 événements dans le canal "muon+tau" et 17 événements dans le canal "electron+tau". Les résultats de la mesure de la section efficace ont été combinés avec ceux obtenus avec les données du Run IIa pour atteindre une luminosité de 2,2 fb^{-1}. La section efficace de production de paires de quark top ainsi obtenue est :

$$\ell + \tau : \sigma(t\bar{t}) = 7,32^{+1,34}_{-1,24}(\text{stat})^{+1,20}_{-1,06}(\text{syst}) \pm 0,45(\text{lumi}) \quad \text{pb}$$

Cette mesure est en accord avec les prédictions du modèle standard et permet de contraindre la présence de nouvelle physique, telle que l'existence d'un boson de Higgs chargé plus léger que le quark top. Une limite d'exclusion a ainsi été obtenue dans le plan ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) à partir des événements sélectionnés lors de la mesure de la section efficace.
Plusieurs pistes peuvent être envisagées pour améliorer ces résultats. D'une part, l'augmentation de la luminosité étudiée permettra de réduire sensiblement les incertitudes. D'autre part, un lot de données plus important permettrait de mettre en œuvre une optimisation des coupures de sélection dédiée à la recherche du boson de Higgs chargé. Ainsi, les contours d'exclusions du boson de Higgs chargé pourront être étendus et éventuellement permettre l'obtention des premiers indices de l'existence du boson de Higgs chargé, dont la recherche et l'étude se poursuivra au LHC.

Annexe A

Études des jets dans l'ICD ou sur l'avant

L'étude sur l'intercalibration en η du calorimètre hadronique et la résolution en énergie des jets, dont les résultats pour les jets centraux ont été présentés dans le paragraphe 3.2.3 du chapitre 3, a également été réalisée pour des jets dans l'ICR ($0,8 < |\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 1,2$) et des jets dans l'EC ($1,6 < |\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 2,0$). Le coefficient de réponse obtenu sur un lot d'événements Monte Carlo γ+jet est présenté dans les figures A.1 et A.2 pour respectivement les jets de l'ICR et les jets de l'EC. On observe le même comportement que pour les jets centraux. Multiplier les constantes de calibration par un facteur 1,2 augmente la réponse du calorimètre pour les jets entre 7% et 10%. Un comportement similaire est obtenu dans les données, comme on peut le constater sur les figures A.3 et A.4. Les résultats de la mesure de la résolution sur l'énergie corrigée des jets sont présentés dans les figures A.5 et A.6 pour les événements Monte Carlo γ+jet, et dans les figures A.7 et A.8 pour les données. Dans l'ICR, changer les constantes de calibration dégrade la résolution aussi bien dans le Monte Carlo que dans les données. Pour les jets dans l'EC, l'amélioration observée dans le Monte Carlo n'est pas confirmée dans les données, où l'on observe une dégradation entre 2% et 8% pour un facteur multiplicatif de 1,2. Aucun changement dans les constantes de calibration n'a donc été envisagé au terme de cette étude.

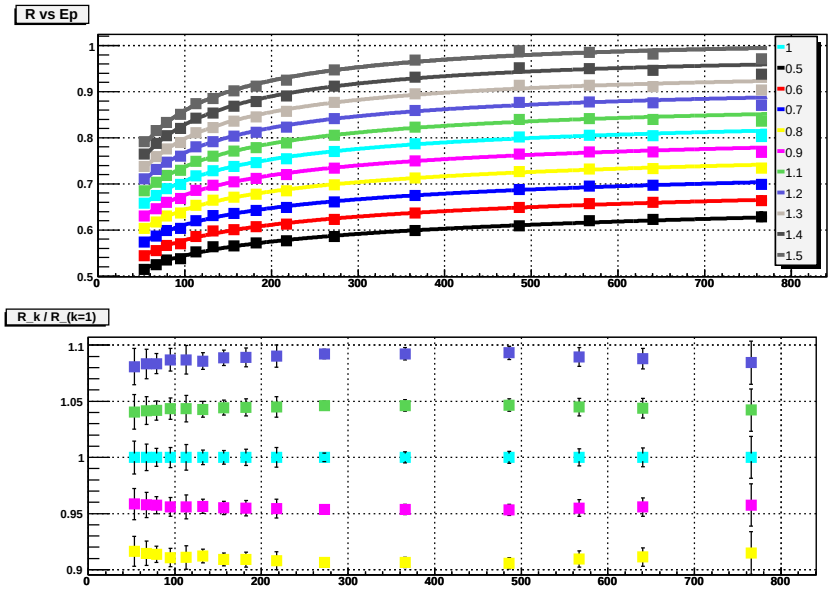


FIG. A.1 – La figure du haut présente le coefficient de réponse du calorimètre hadronique pour des jets dans l'ICR ($0,8 < |\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 1,2$) en fonction de E', déterminée par la méthode "MPF" dans des événements Monte Carlo γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées dans la légende de la figure. La figure du bas présente le rapport de ce coefficient de réponse par rapport au coefficient de réponse obtenu avec les constantes actuelles de calibration, en fonction de l'énergie du jet.

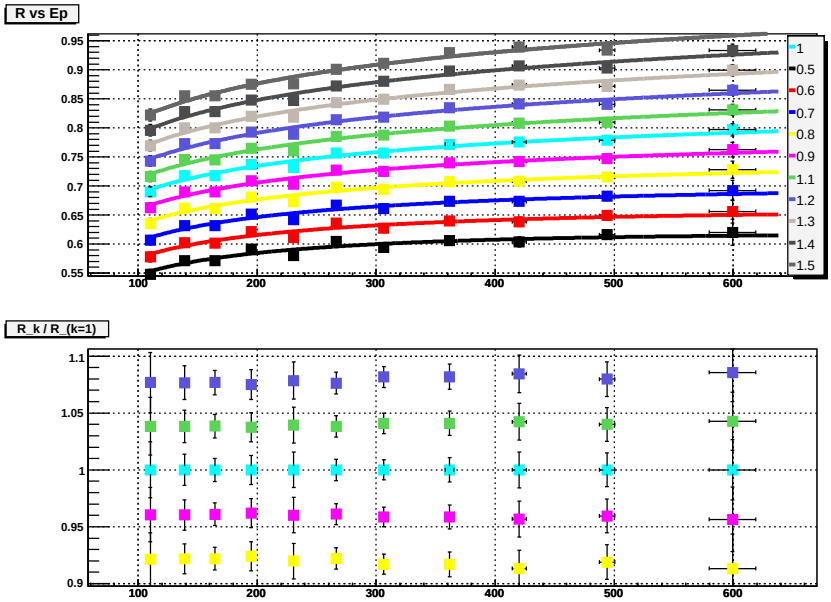


FIG. A.2 – La figure du haut présente le coefficient de réponse du calorimètre hadronique pour des jets dans l'EC ($1,6 < |\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 2,0$) en fonction de E', déterminée par la méthode "MPF" dans des événements Monte Carlo γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées dans la légende de la figure. La figure du bas présente le rapport de ce coefficient de réponse par rapport au coefficient de réponse obtenu avec les constantes actuelles de calibration, en fonction de l'énergie du jet.

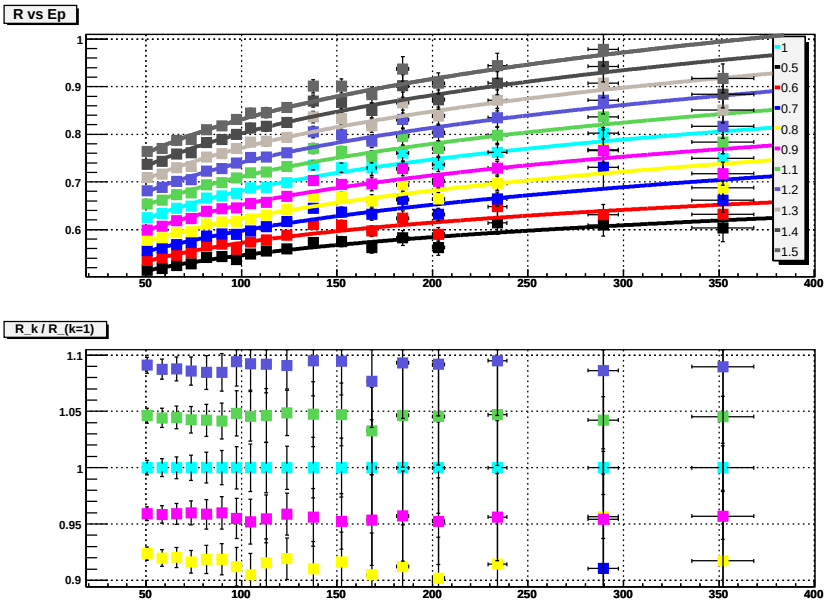


FIG. A.3 – La figure du haut présente le coefficient de réponse du calorimètre hadronique pour des jets dans l'ICR ($0,8 < |\eta_{\rm jet}^{\rm det}| < 1,2$) en fonction de E', déterminée par la méthode "MPF" dans des données γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées dans la légende de la figure. La figure du bas présente le rapport de ce coefficient de réponse par rapport au coefficient obtenu avec les constantes actuelles de calibration, en fonction de E'.

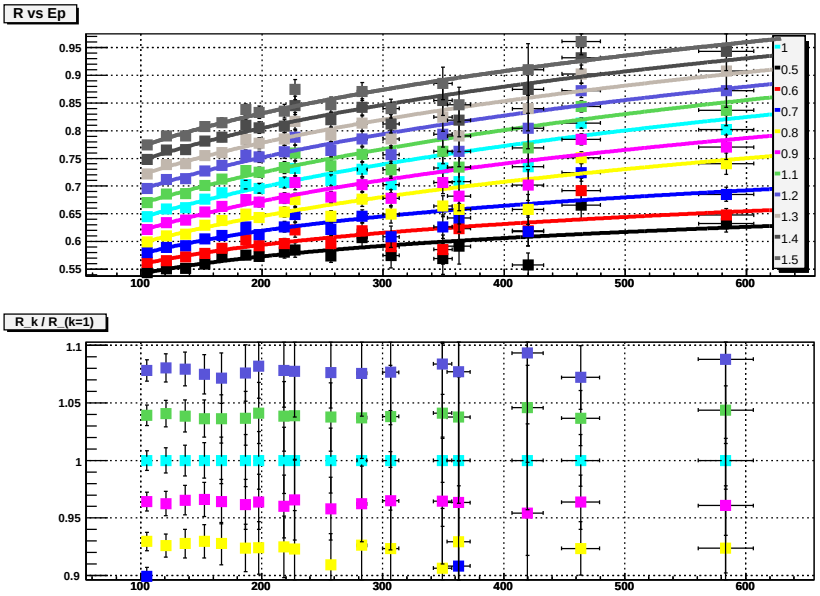


FIG. A.4 – La figure du haut présente le coefficient de réponse du calorimètre hadronique pour des jets dans l'EC ($1,6 < |\eta_{\rm jet}^{\rm det}| < 2,0$) en fonction de E', déterminée par la méthode "MPF" dans des données γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées dans la légende de la figure. La figure du bas présente le rapport de ce coefficient de réponse par rapport au coefficient obtenu avec les constantes actuelles de calibration, en fonction de E'.

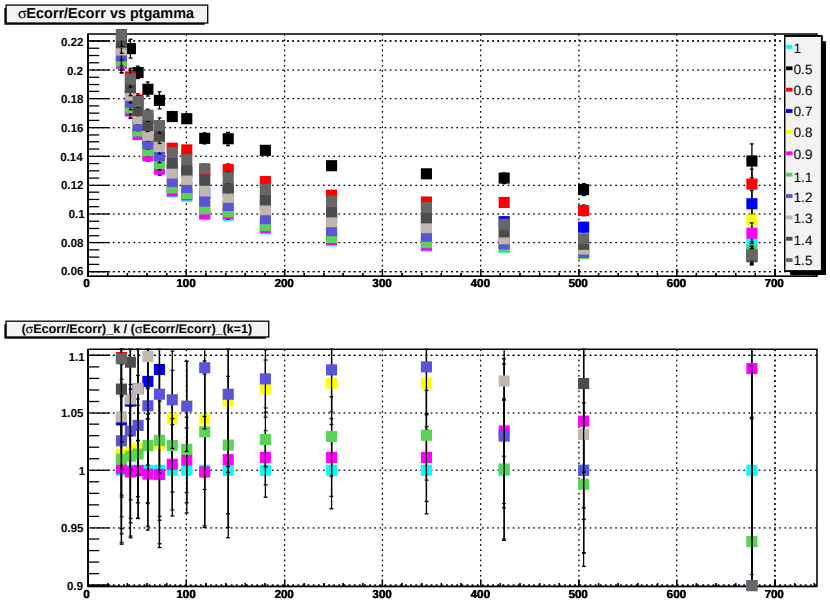


FIG. A.5 – La figure du haut présente la résolution sur l'énergie corrigée des jets pour des jets dans l'ICR ($0,8 < |\eta_{\rm jet}^{\rm det}| < 1,2$) en fonction de $p_{T\gamma}^{\rm meas}$, déterminée dans des événements Monte Carlo γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées sur la droite de la figure. La figure du bas présente le rapport de cette résolution par rapport à la résolution obtenue avec les constantes actuelles de calibration.

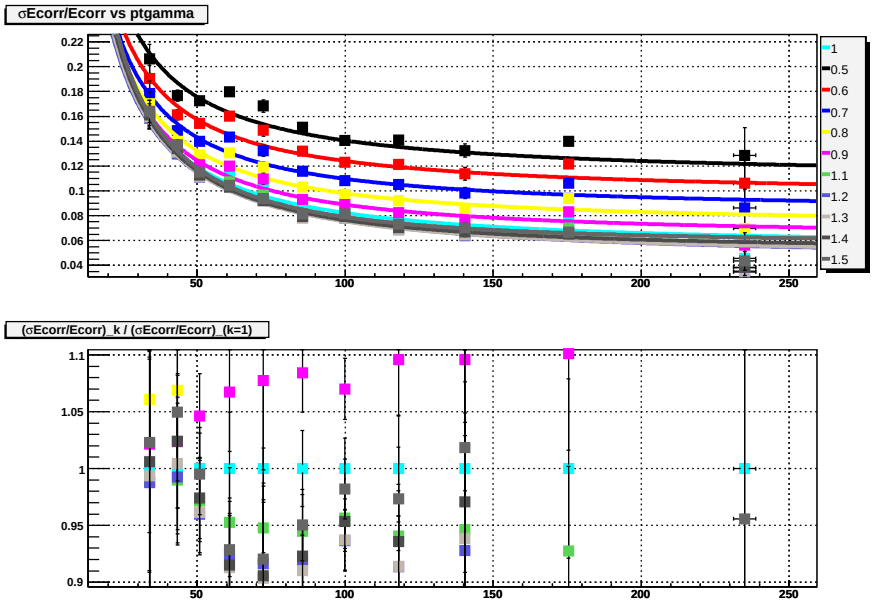


FIG. A.6 – La figure du haut présente la résolution sur l'énergie corrigée des jets pour des jets dans l'EC ($1,6 < |\eta_{\rm jet}^{\rm det}| < 2,0$) en fonction de $p_{T\gamma}^{\rm meas}$, déterminée dans des événements Monte Carlo γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées sur la droite de la figure. La figure du bas présente le rapport de cette résolution par rapport à la résolution obtenue avec les constantes actuelles de calibration.

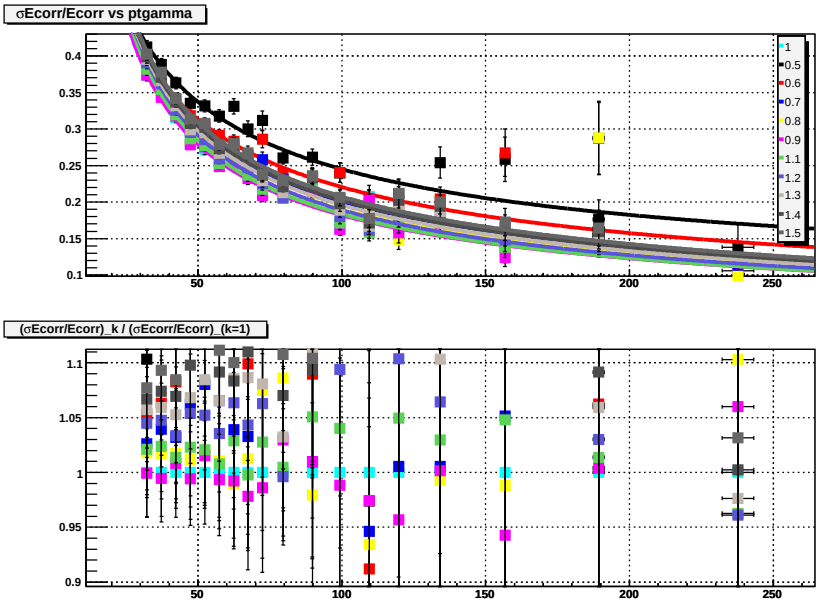


FIG. A.7 – La figure du haut présente la résolution sur l'énergie corrigée des jets du calorimètre pour des jets dans l'ICR ($0,8 < |\eta_{\rm jet}^{\rm det}| < 1,2$) en fonction de $p_{T\gamma}^{\rm meas}$, déterminée dans des données γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées sur la droite de la figure. La figure du bas présente le rapport de cette résolution par rapport à la résolution obtenue avec les constantes actuelles de calibration.

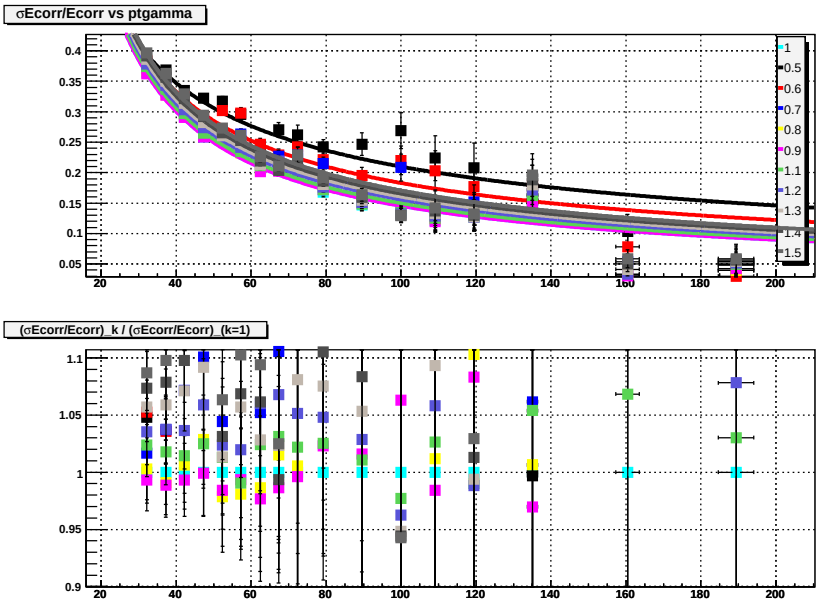
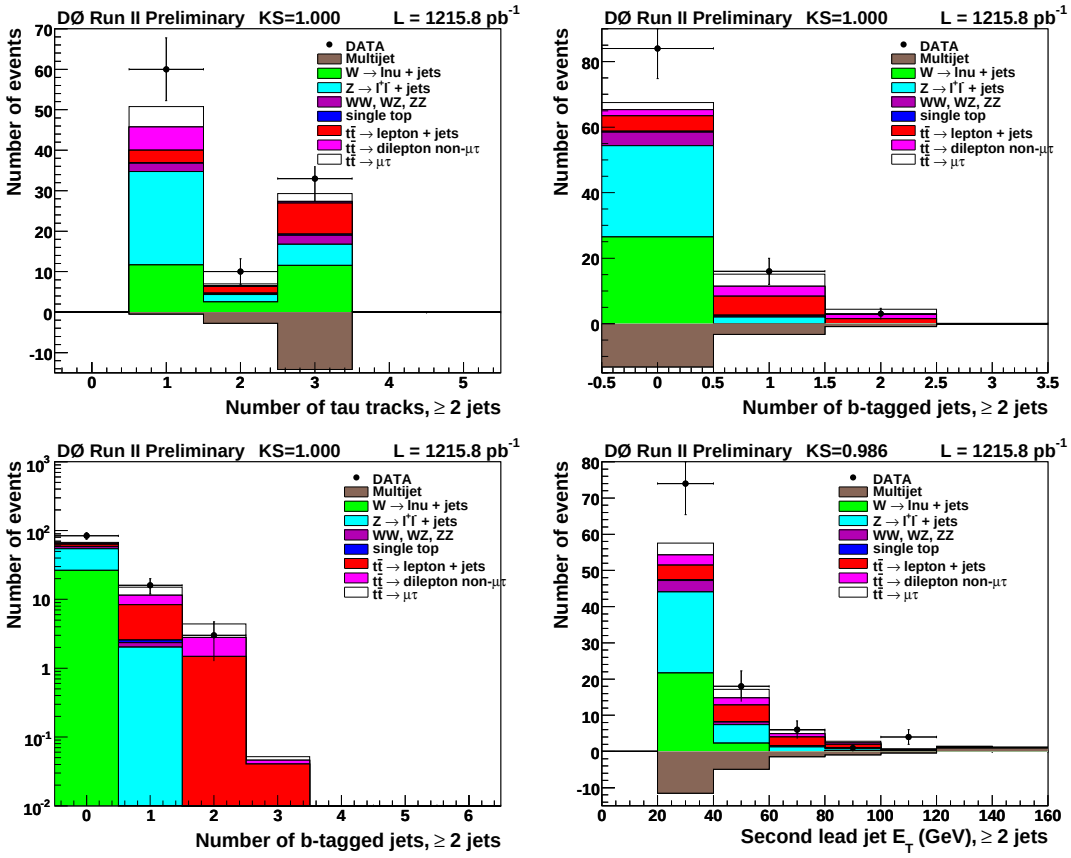


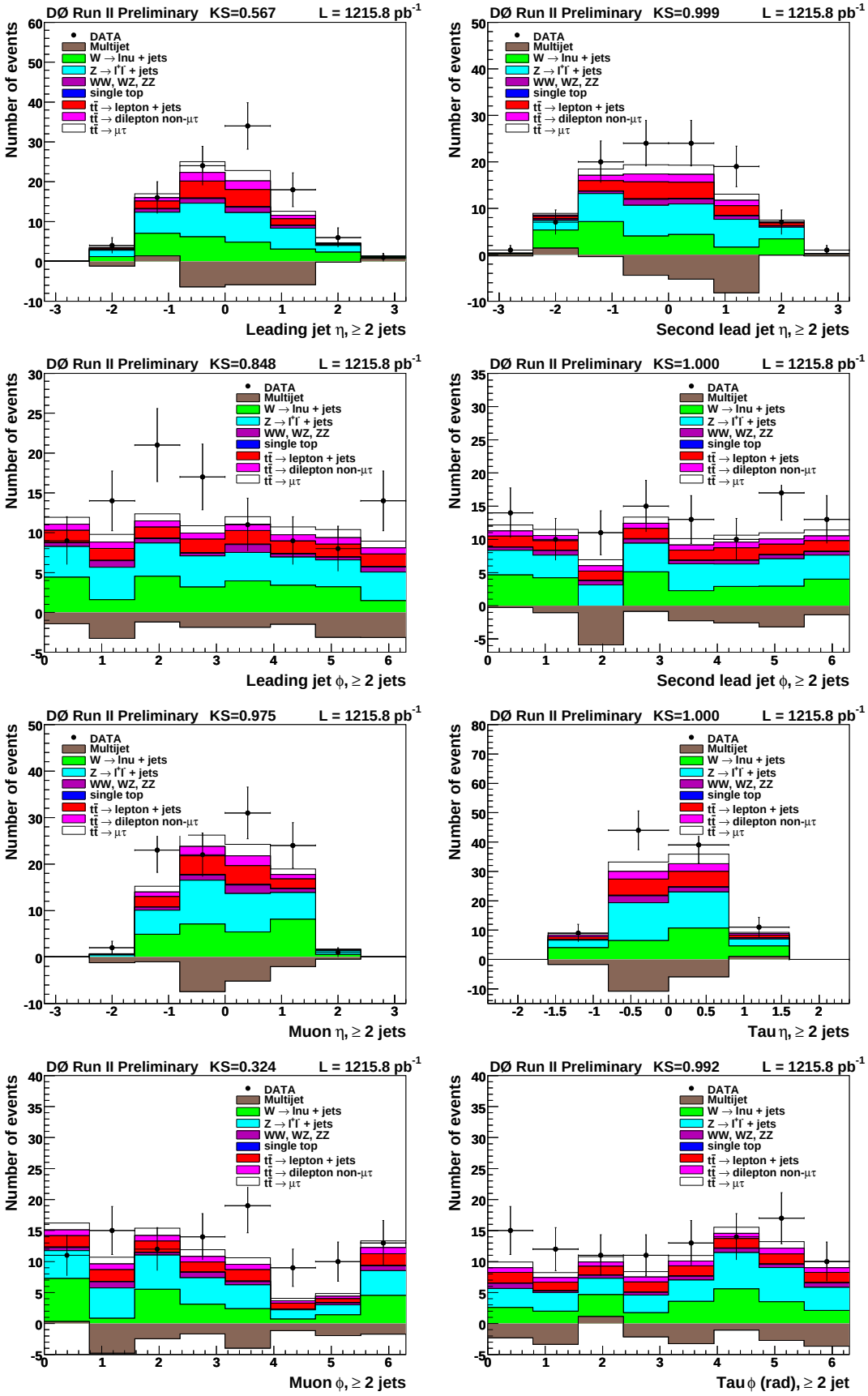
FIG. A.8 – La figure du haut présente la résolution sur l'énergie corrigée des jets du calorimètre pour des jets dans l'EC ($1,6 < |\eta_{\rm jet}^{\rm det}| < 2,0$) en fonction de $p_{T\gamma}^{\rm meas}$, déterminée dans des données γ+jet. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs multiplicatives appliquées aux constantes de calibration en η du calorimètre, indiquées sur la droite de la figure. La figure du bas présente le rapport de cette résolution par rapport à la résolution obtenue avec les constantes actuelles de calibration.

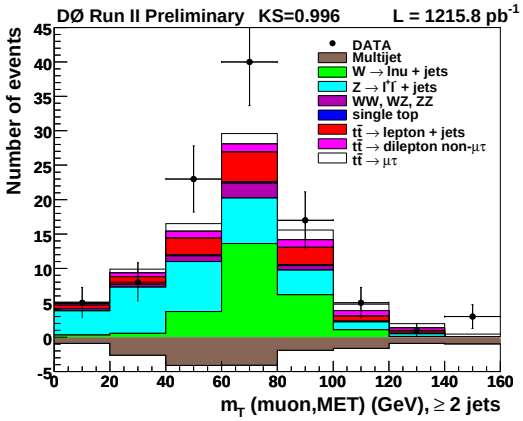
Annexe B

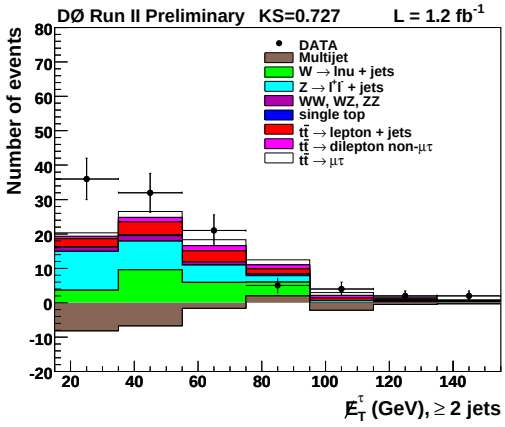
Distributions additionnelles

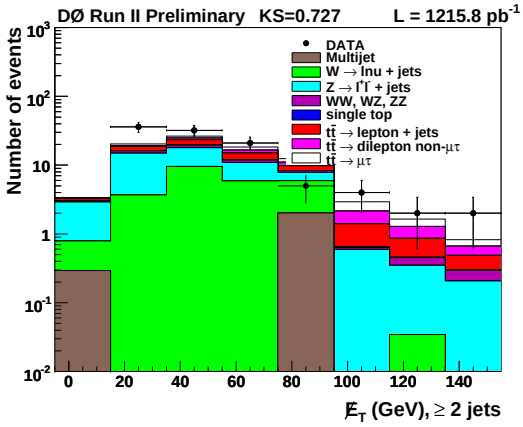
Canal $\mu+\tau$

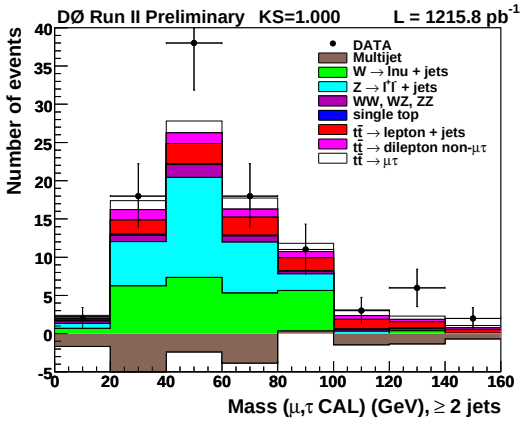


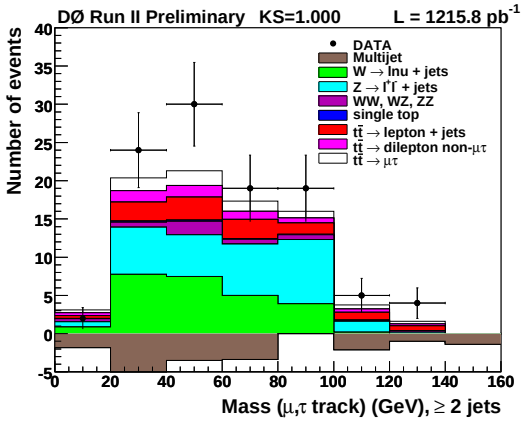

DØ Run II Preliminary KS=0.567 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Leading jet η, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.999 L = 1215.8 pb-1
Second lead jet η, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.848 L = 1215.8 pb-1
Leading jet φ, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Second lead jet φ, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.975 L = 1215.8 pb-1
Muon η, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Tau η, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.324 L = 1215.8 pb-1
Muon φ, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.992 L = 1215.8 pb-1
Tau φ (rad), ≥ 2 jet

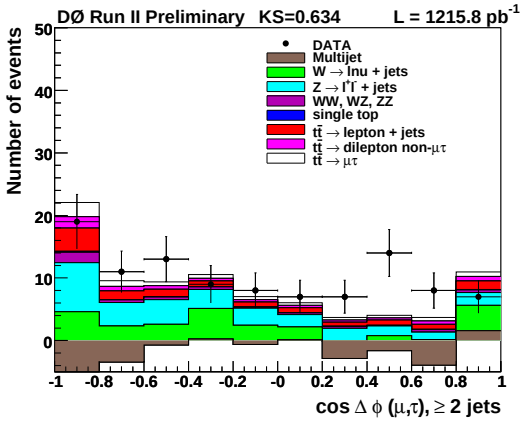

DØ Run II Preliminary KS=0.996 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
m$_T$ (muon,MET) (GeV), ≥ 2 jets

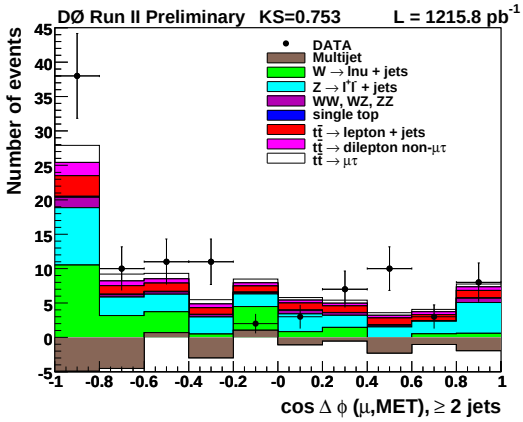

DØ Run II Preliminary KS=0.727 L = 1.2 fb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
$\not{E}_T^{\tau}$ (GeV), ≥ 2 jets

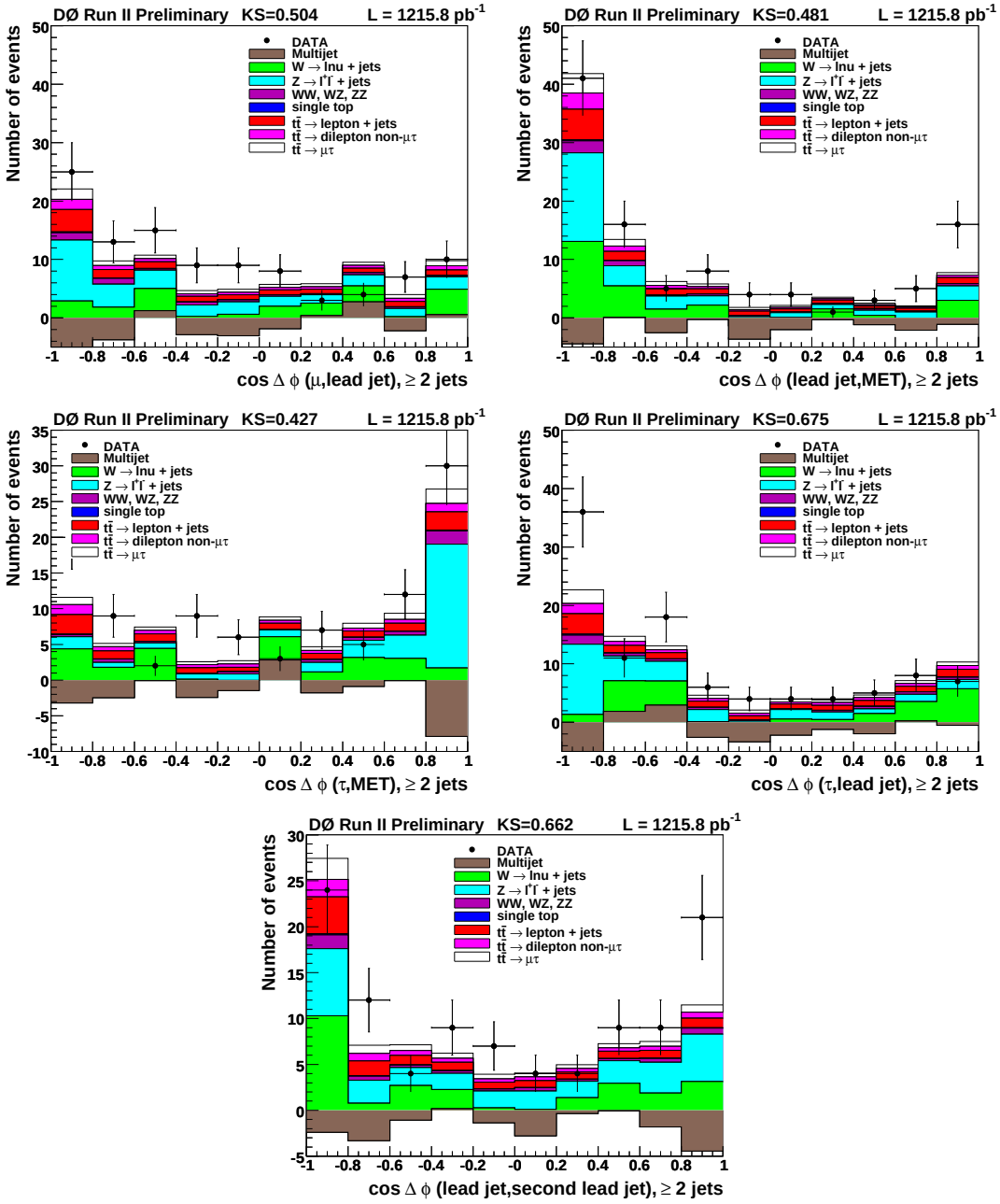

DØ Run II Preliminary KS=0.727 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
$\not{E}_T$ (GeV), ≥ 2 jets

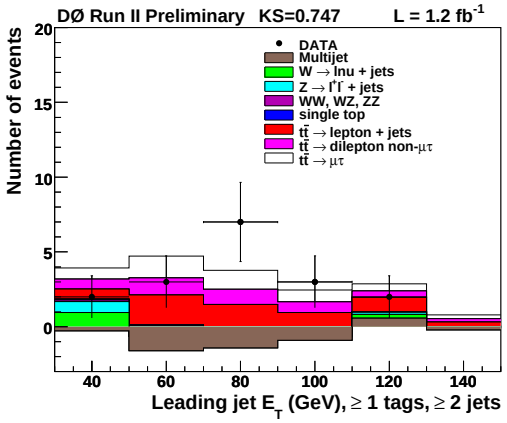

DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Mass (μ,τ CAL) (GeV), ≥ 2 jets

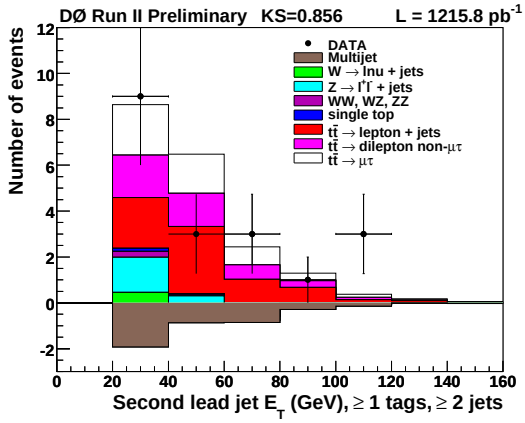

DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Mass (μ,τ track) (GeV), ≥ 2 jets

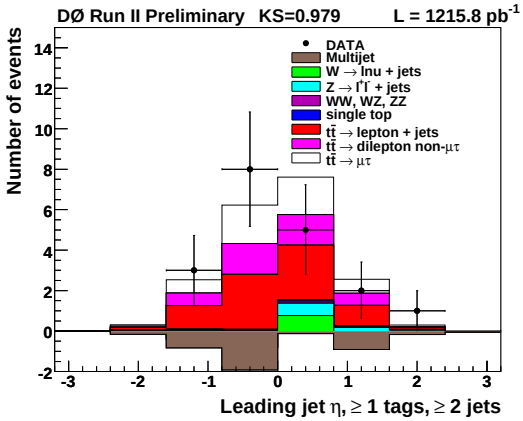

DØ Run II Preliminary KS=0.634 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
cos Δ φ (μ,τ), ≥ 2 jets

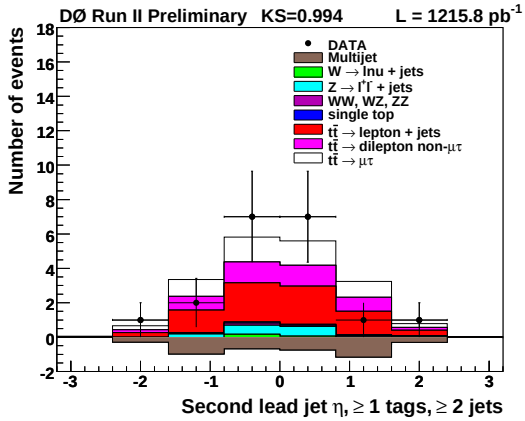

DØ Run II Preliminary KS=0.753 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
cos Δ φ (μ,MET), ≥ 2 jets

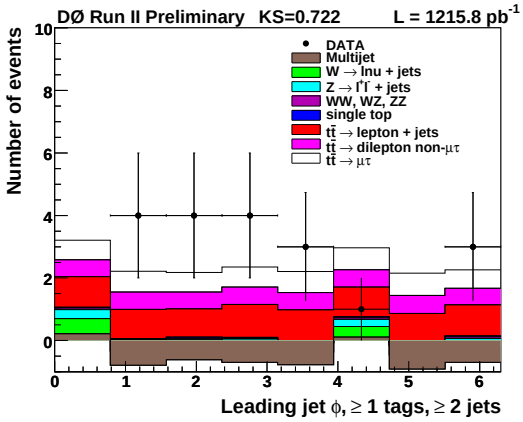

DØ Run II Preliminary KS=0.504 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
cos Δ φ (μ,lead jet), ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.481 L = 1215.8 pb-1
cos Δ φ (lead jet,MET), ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.427 L = 1215.8 pb-1
cos Δ φ (τ,MET), ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.675 L = 1215.8 pb-1
cos Δ φ (τ,lead jet), ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.662 L = 1215.8 pb-1
cos Δ φ (lead jet,second lead jet), ≥ 2 jets

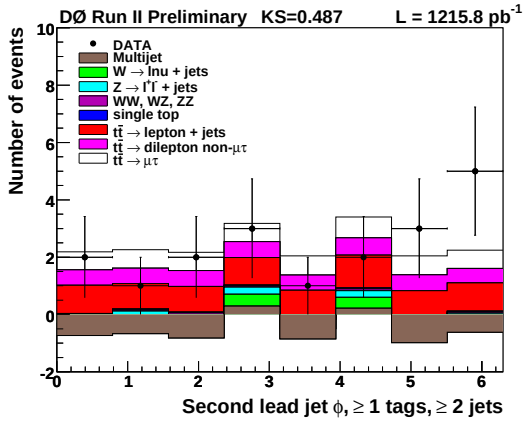

DØ Run II Preliminary KS=0.747 L = 1.2 fb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Leading jet E_T (GeV), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

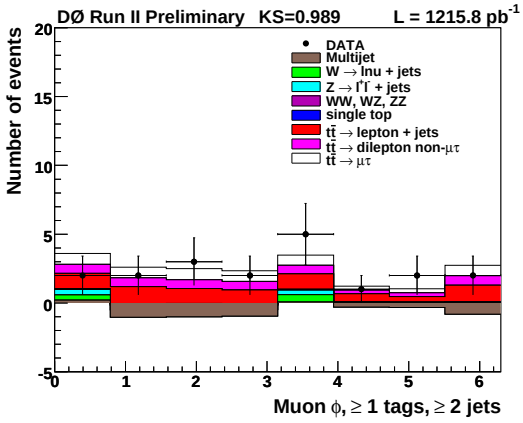

DØ Run II Preliminary KS=0.856 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Second lead jet E_T (GeV), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

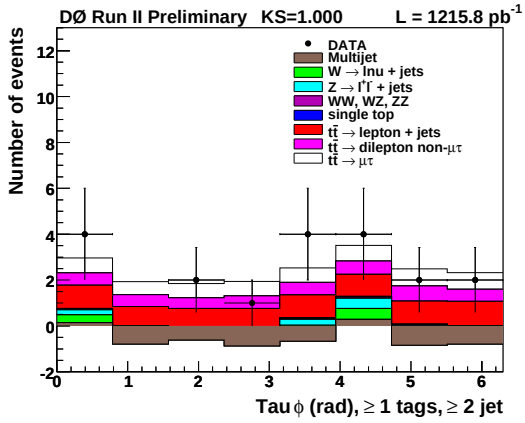

DØ Run II Preliminary KS=0.979 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Leading jet η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

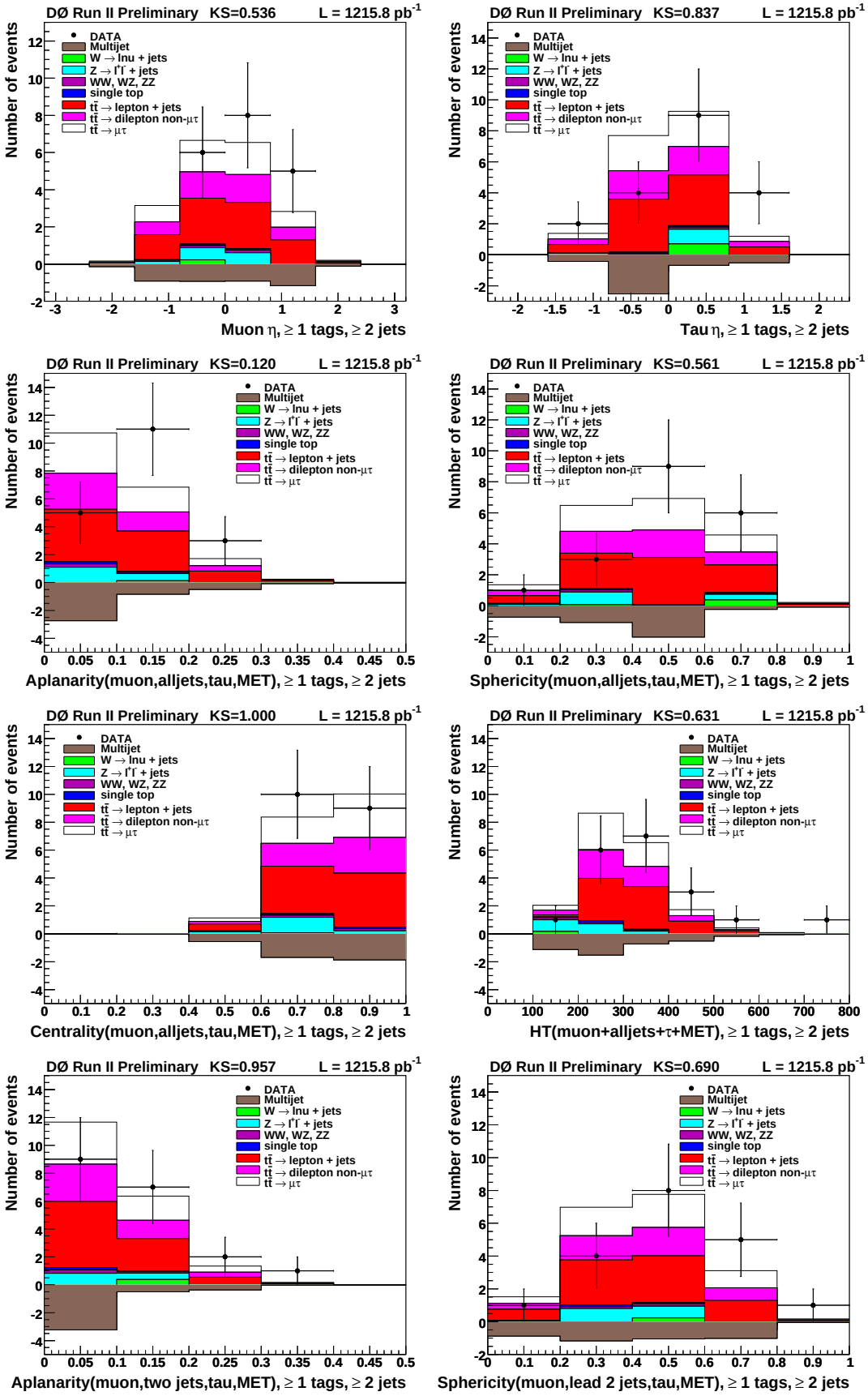

DØ Run II Preliminary KS=0.994 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Second lead jet η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

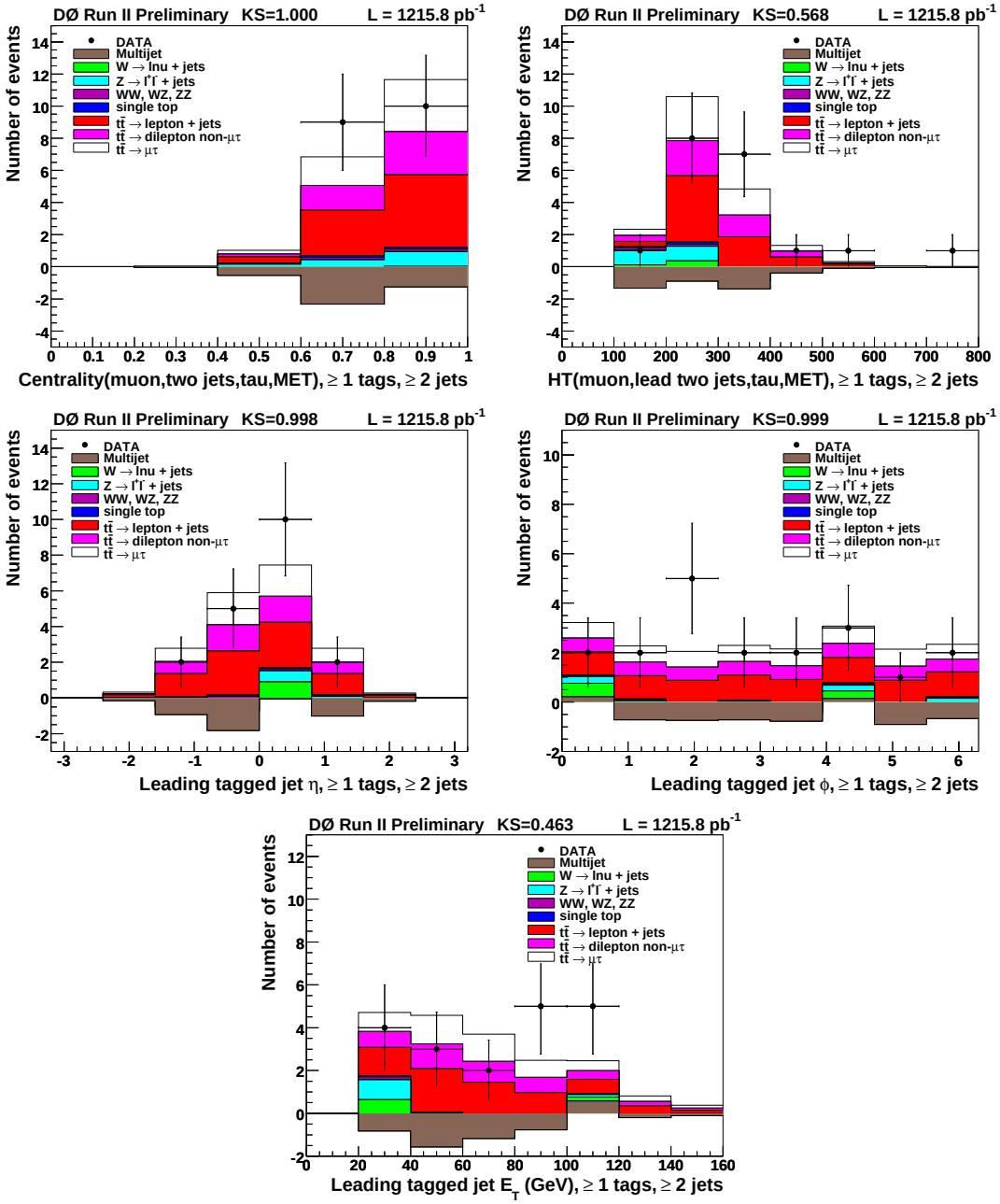

DØ Run II Preliminary KS=0.722 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Leading jet φ, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets


DØ Run II Preliminary KS=0.487 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Second lead jet φ, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets


DØ Run II Preliminary KS=0.989 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Muon φ, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

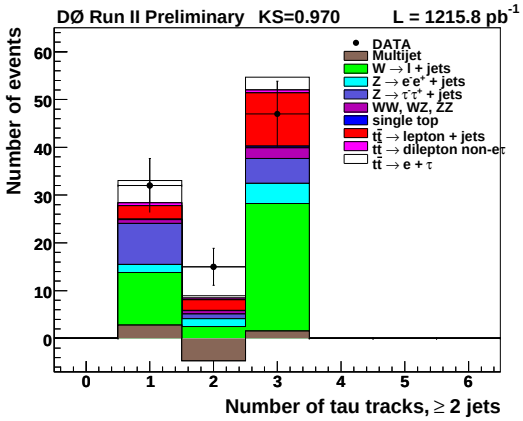

DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Tau φ (rad), ≥ 1 tags, ≥ 2 jet

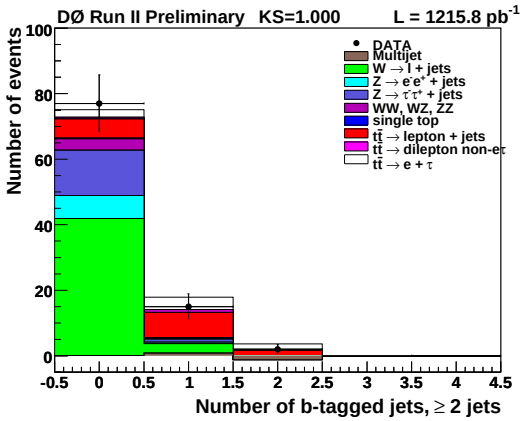

DØ Run II Preliminary KS=0.536 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Muon η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.837 L = 1215.8 pb-1
Tau η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.120 L = 1215.8 pb-1
Aplanarity(muon,alljets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.561 L = 1215.8 pb-1
Sphericity(muon,alljets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Centrality(muon,alljets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.631 L = 1215.8 pb-1
HT(muon+alljets+τ+MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.957 L = 1215.8 pb-1
Aplanarity(muon,two jets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.690 L = 1215.8 pb-1
Sphericity(muon,lead 2 jets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

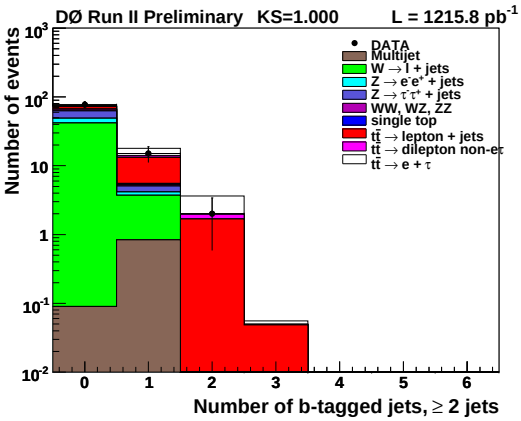

DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Centrality(muon,two jets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.568 L = 1215.8 pb-1
HT(muon,lead two jets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.998 L = 1215.8 pb-1
Leading tagged jet η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.999 L = 1215.8 pb-1
Leading tagged jet φ, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

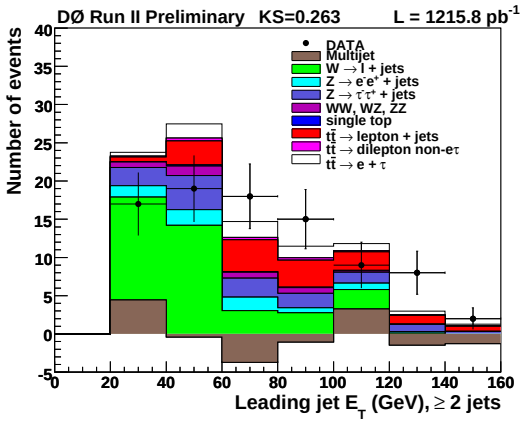
DØ Run II Preliminary KS=0.463 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → lnu + jets
Z → l+l- + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-μτ
tt̄ → μτ
Leading tagged jet E_T (GeV), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

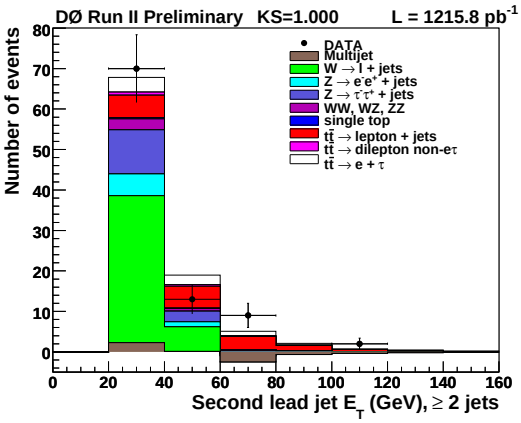
Canal $e+\tau$

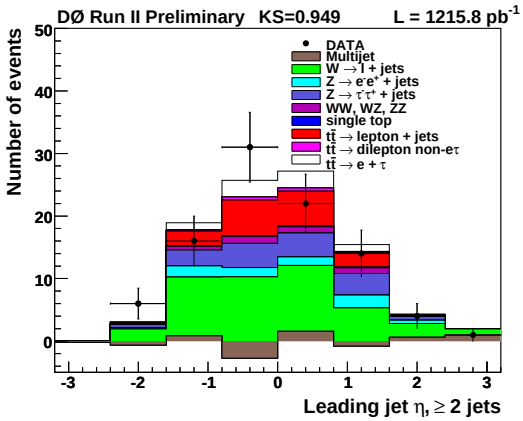

DØ Run II Preliminary KS=0.970 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Number of tau tracks, ≥ 2 jets

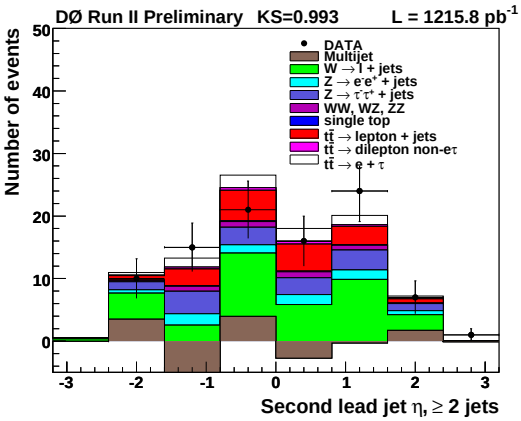

DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Number of b-tagged jets, ≥ 2 jets

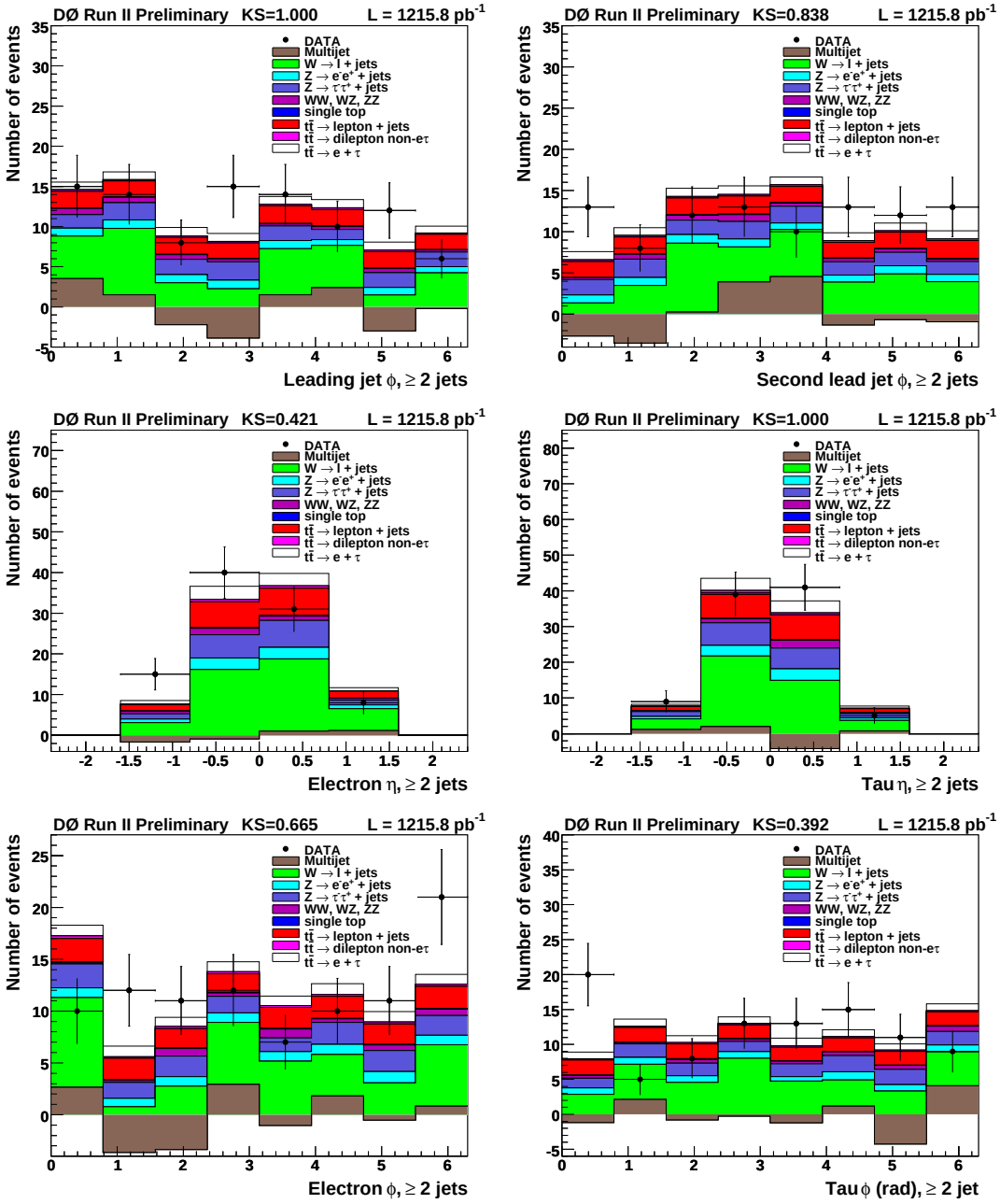

DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Number of b-tagged jets, ≥ 2 jets

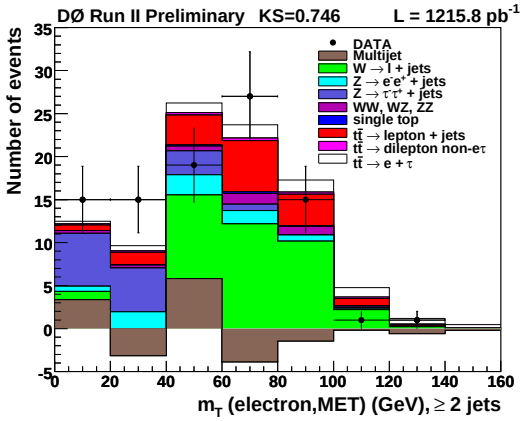

DØ Run II Preliminary KS=0.263 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Leading jet E_T (GeV), ≥ 2 jets

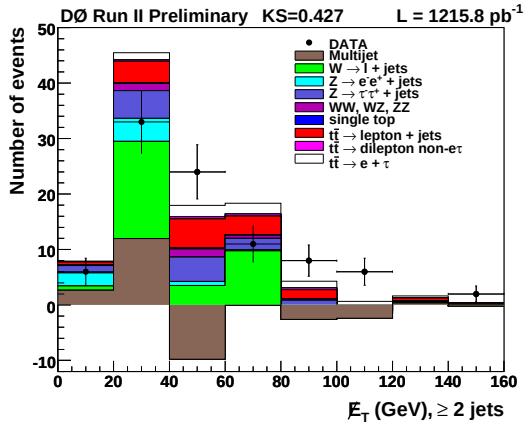

DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Second lead jet E_T (GeV), ≥ 2 jets

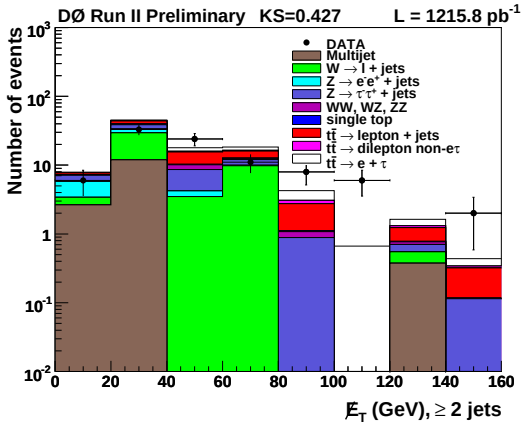

DØ Run II Preliminary KS=0.949 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Leading jet η, ≥ 2 jets

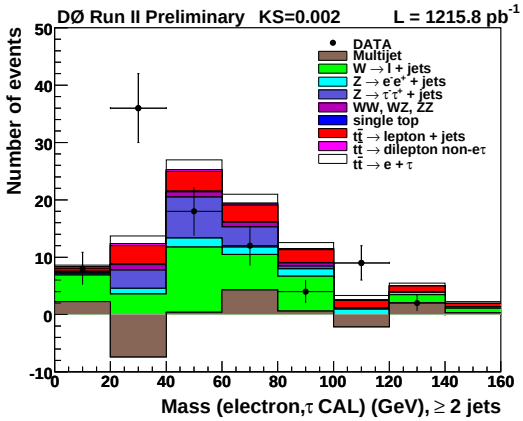

DØ Run II Preliminary KS=0.993 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Second lead jet η, ≥ 2 jets

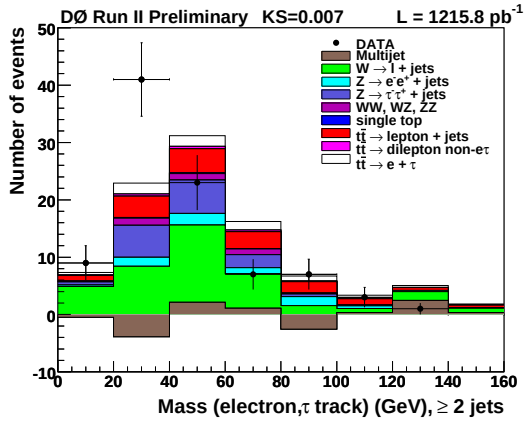

DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Leading jet φ, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.838 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Second lead jet φ, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.421 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Electron η, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Tau η, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.665 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Electron φ, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.392 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Tau φ (rad), ≥ 2 jet

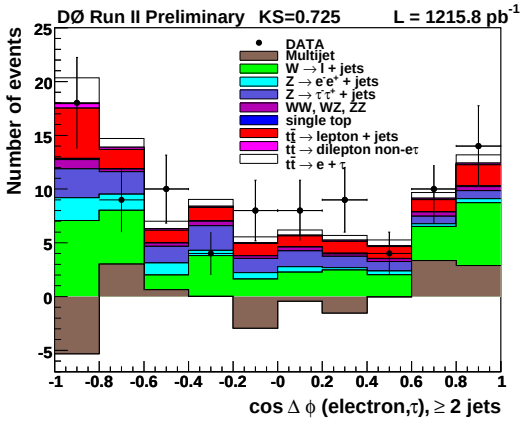

DØ Run II Preliminary KS=0.746 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
m$_T$ (electron,MET) (GeV), ≥ 2 jets

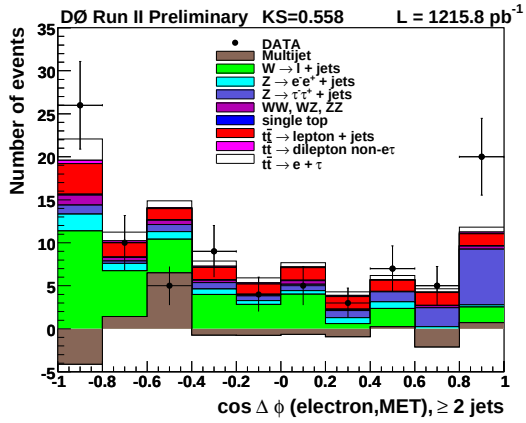

DØ Run II Preliminary KS=0.427 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
$\not{E}_T$ (GeV), ≥ 2 jets

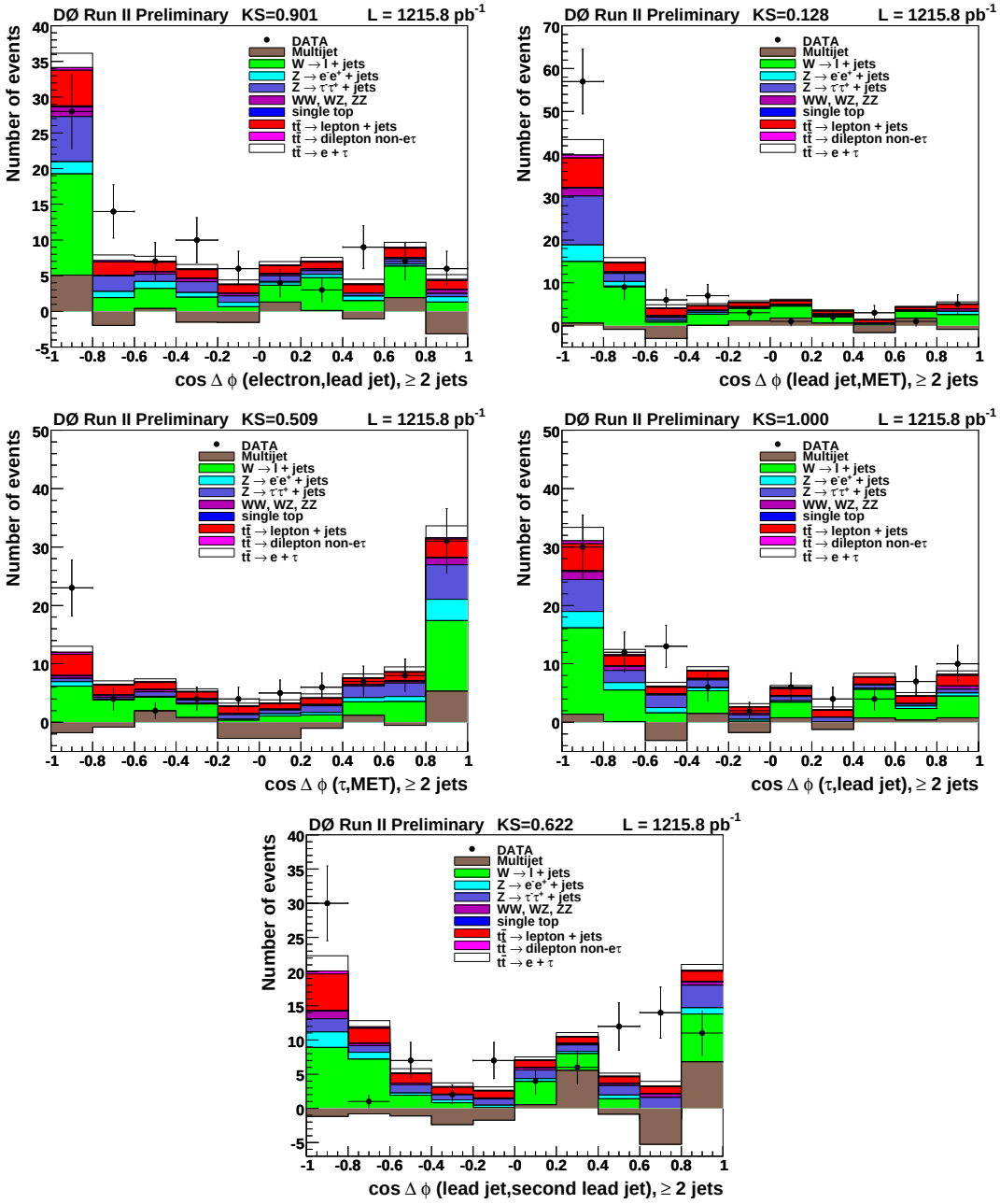

DØ Run II Preliminary KS=0.427 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
$\not{E}_T$ (GeV), ≥ 2 jets

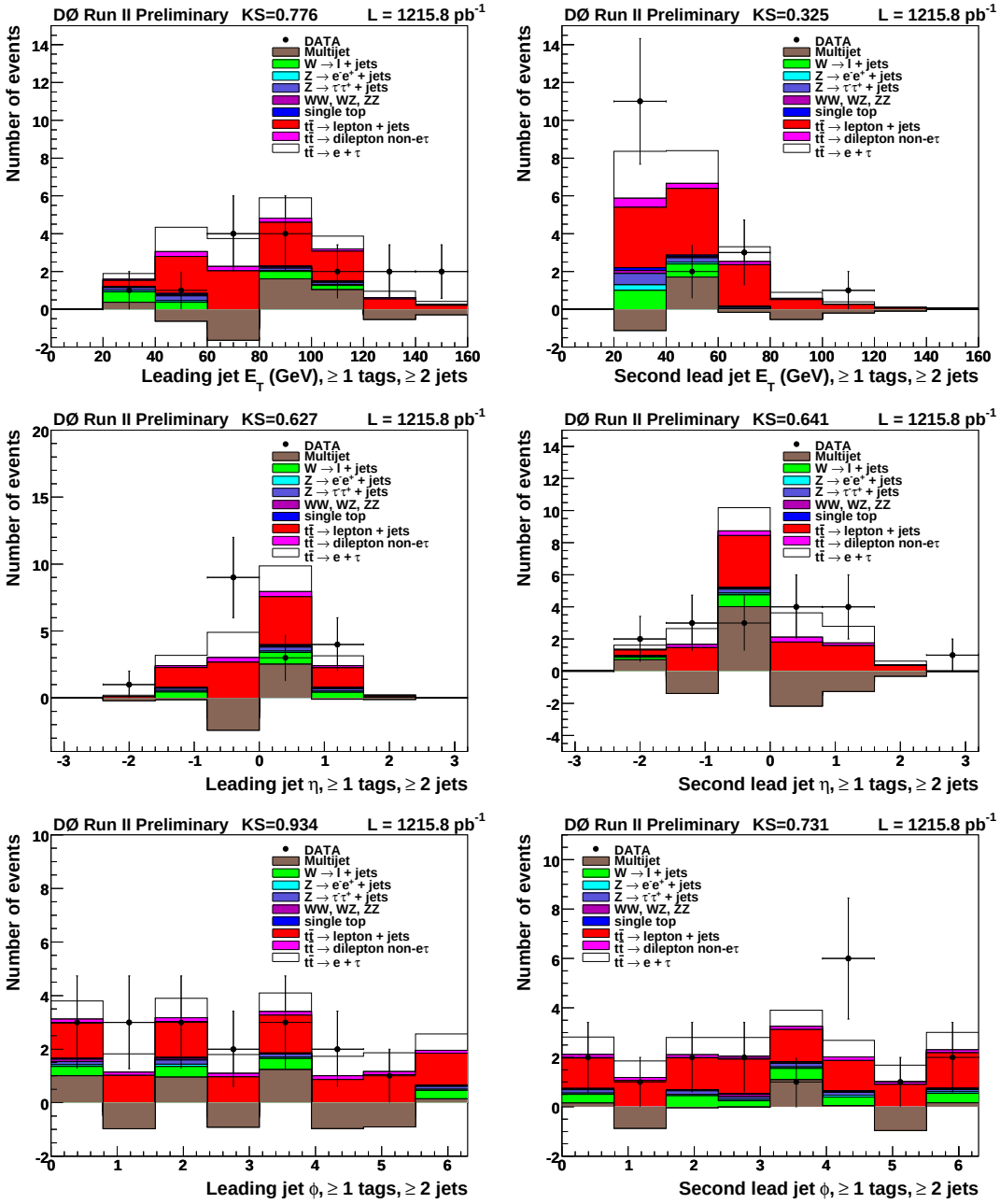

DØ Run II Preliminary KS=0.002 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Mass (electron,τ CAL) (GeV), ≥ 2 jets

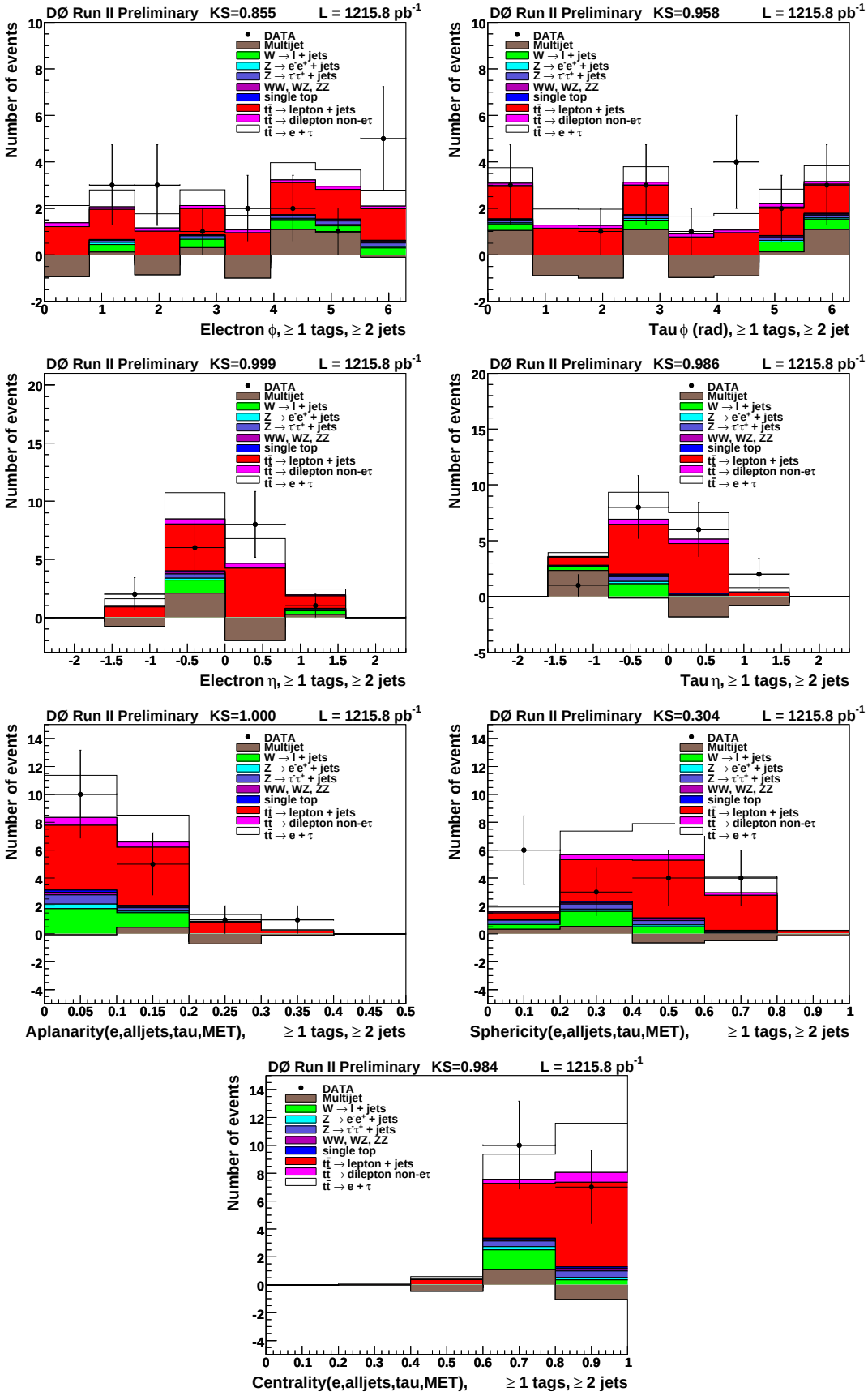

DØ Run II Preliminary KS=0.007 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Mass (electron,τ track) (GeV), ≥ 2 jets

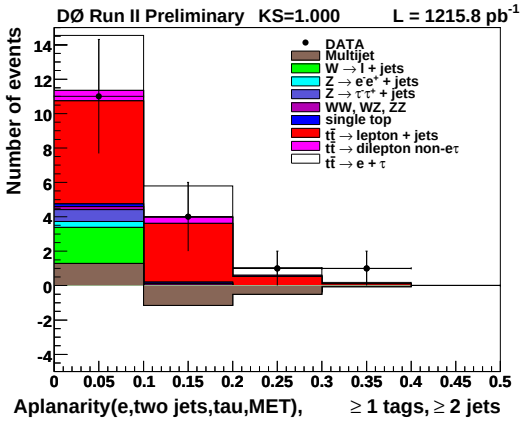

DØ Run II Preliminary KS=0.725 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
cos Δ φ (electron,τ), ≥ 2 jets

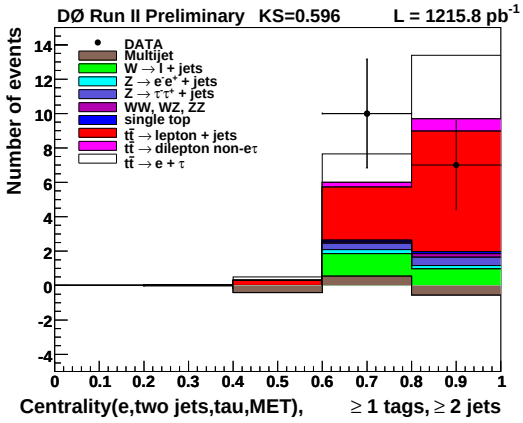

DØ Run II Preliminary KS=0.558 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
cos Δ φ (electron,MET), ≥ 2 jets

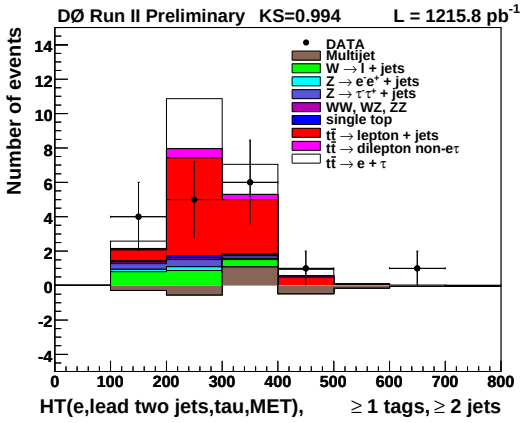

DØ Run II Preliminary KS=0.901 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
cos Δ φ (electron,lead jet), ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.128 L = 1215.8 pb-1
cos Δ φ (lead jet,MET), ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.509 L = 1215.8 pb-1
cos Δ φ (τ,MET), ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
cos Δ φ (τ,lead jet), ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.622 L = 1215.8 pb-1
cos Δ φ (lead jet,second lead jet), ≥ 2 jets

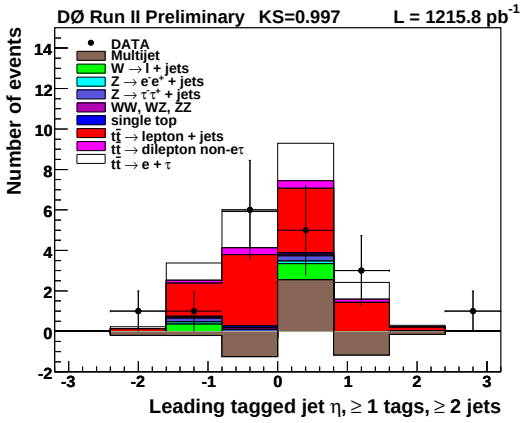

DØ Run II Preliminary KS=0.776 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Leading jet E_T (GeV), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.325 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Second lead jet E_T (GeV), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.627 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Leading jet η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.641 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Second lead jet η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.934 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Leading jet φ, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.731 L = 1215.8 pb-1
Number of events
Second lead jet φ, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

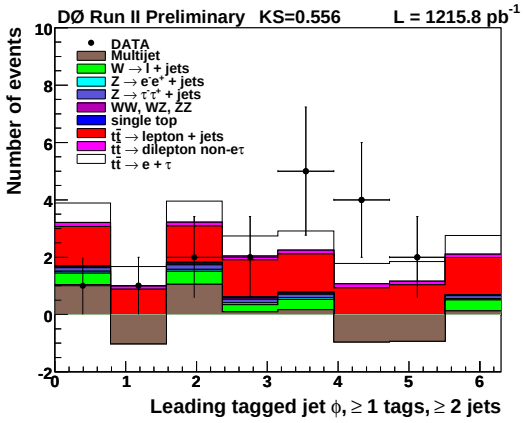

DØ Run II Preliminary KS=0.855 L = 1215.8 pb-1
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e-e+ + jets
Z → τ-τ+ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Electron φ, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.958 L = 1215.8 pb-1
Tau φ (rad), ≥ 1 tags, ≥ 2 jet
DØ Run II Preliminary KS=0.999 L = 1215.8 pb-1
Electron η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.986 L = 1215.8 pb-1
Tau η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb-1
Aplanarity(e,alljets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.304 L = 1215.8 pb-1
Sphericity(e,alljets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets
DØ Run II Preliminary KS=0.984 L = 1215.8 pb-1
Centrality(e,alljets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

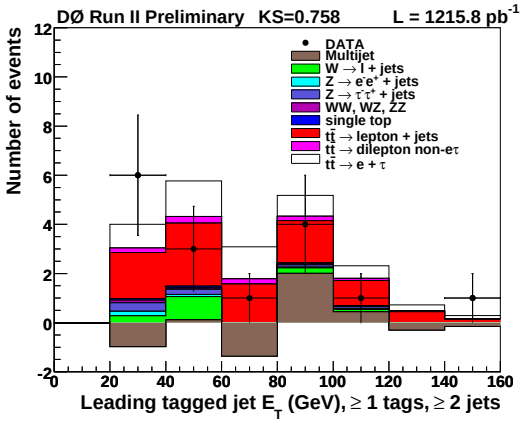

DØ Run II Preliminary KS=1.000 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Aplanarity(e,two jets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets


DØ Run II Preliminary KS=0.596 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Centrality(e,two jets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets


DØ Run II Preliminary KS=0.994 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
HT(e,lead two jets,tau,MET), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets


DØ Run II Preliminary KS=0.997 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Leading tagged jet η, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets


DØ Run II Preliminary KS=0.556 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Leading tagged jet φ, ≥ 1 tags, ≥ 2 jets


DØ Run II Preliminary KS=0.758 L = 1215.8 pb^{-1}
Number of events
DATA
Multijet
W → l + jets
Z → e⁻e⁺ + jets
Z → τ⁻τ⁺ + jets
WW, WZ, ZZ
single top
tt̄ → lepton + jets
tt̄ → dilepton non-eτ
tt̄ → e + τ
Leading tagged jet E_T (GeV), ≥ 1 tags, ≥ 2 jets

Bibliographie

[1] G. 't Hooft, "Renormalization of massless Yang-Mills fields," Nucl. Phys. B **33** (1971) 173 ; G. 't Hooft, "Renormalizable lagrangians for massive Yang-Mills fields," Nucl. Phys. B **35** (1971) 167.

[2] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], "Review of particle physics," Phys. Lett. B **667** (2008) 1.

[3] F. Englert and R. Brout, "Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons," Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321 ;
P. W. Higgs, "Broken symmetries and the masses of gauge bosons," Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508 ;
G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, "Global conservation laws and massless particles," Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585 ;
P. W. Higgs, "Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons," Phys. Rev. **145** (1966) 1156.

[4] B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker, "Weak interactions at very high-energies : the role of the Higgs boson mass," Phys. Rev. D **16** (1977) 1519 ;
W. J. Marciano, G. Valencia and S. Willenbrock, "Renormalization group improved unitarity bounds on the Higgs boson and top quark masses," Phys. Rev. D **40** (1989) 1725.

[5] B. Grzadkowski and M. Lindner, "Stability of triviality mass bounds in the standard model," Phys. Lett. **178B** (1986) 81 ;
T. Hambye and K. Riesselmann, "Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited," Phys. Rev. D **55** (1997) 7255 [arXiv :hep-ph/9610272].

[6] G. Altarelli, "The status of the standard model," arXiv :hep-ph/9710434 ;
[LEP Collaborations], "A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model," arXiv :hep-ex/0412015.

[7] S. R. Coleman and J. Mandula, "All possible symmetries of the S matrix," Phys. Rev. **159** (1967) 1251 ; R. Haag, J. T. Lopuszanski and M. Sohnius, "All possible generators of supersymmetries of the S matrix," Nucl. Phys. B **88** (1975) 257.

[8] P. Fayet and J. Iliopoulos, "Spontaneously broken supergauge symmetries and Goldstone spinors," Phys. Lett. B **51** (1974) 461 ;
L. O'Raifeartaigh, "Spontaneous symmetry breaking for chiral scalar superfields," Nucl. Phys. B **96** (1975) 331.

[9] L. Girardello and M. T. Grisaru, "Soft breaking of supersymmetry," Nucl. Phys. B **194** (1982) 65.

[10] A. H. Chamseddine, R. L. Arnowitt and P. Nath, "Locally supersymmetric grand unification," Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 970 ;
R. Barbieri, S. Ferrara and C. A. Savoy, "Gauge models with spontaneously broken local supersymmetry," Phys. Lett. B **119** (1982) 343 ;
L. J. Hall, J. D. Lykken and S. Weinberg, "Supergravity as the messenger of supersymmetry breaking," Phys. Rev. D **27** (1983) 2359 ;

L. E. Ibanez, C. Lopez and C. Munoz, "The low-energy supersymmetric spectrum according to N=1 supergravity guts," Nucl. Phys. B **256** (1985) 218.

[11] A. B. Lahanas and D. V. Nanopoulos, "The road to no scale supergravity," Phys. Rept. **145** (1987) 1.

[12] V. D. Barger, J. L. Hewett and T. G. Rizzo, "Top quark mass predictions from W, Z masses and Z partial widths," Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1313.

[13] [ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaboration and SLD Collaboration and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group], "Precision electroweak measurements on the Z resonance," Phys. Rept. **427** (2006) 257 [arXiv :hep-ex/0509008].

[14] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], "Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions," Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626 [arXiv :hep-ex/9503002] ;
S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], "Observation of the top quark," Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632 [arXiv :hep-ex/9503003].

[15] The T. E. W. Group, for the CDF and D0 Collaborations, "Combination of CDF and D0 results on the Mass of the top quark," arXiv :0808.1089 [hep-ex].

[16] M. Beneke *et al.*, "Top quark physics," arXiv :hep-ph/0003033.

[17] D. Chakraborty, J. Konigsberg and D. L. Rainwater, "Review of top quark physics," Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 301 [arXiv :hep-ph/0303092] ;
A. Quadt, "Top quark physics at hadron colliders," Eur. Phys. J. C **48** (2006) 835 ;
M. A. Pleier, "Review of top quark properties measurements at the Tevatron," arXiv :0810.5226 [hep-ex].

[18] Q. H. Cao, R. Schwienhorst and C. P. Yuan, "Next-to-leading order corrections to single top quark production and decay at Tevatron. I : s-channel process," Phys. Rev. D **71** (2005) 054023 [arXiv :hep-ph/0409040].

[19] Q. H. Cao, R. Schwienhorst, J. A. Benitez, R. Brock and C. P. Yuan, "Next-to-leading order corrections to single top quark production and decay at the Tevatron. II : t-channel process," Phys. Rev. D **72** (2005) 094027 [arXiv :hep-ph/0504230].

[20] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Evidence for production of single top quarks," arXiv :0803.0739 [hep-ex].

[21] S. J. Parke, "Top quark, W boson and light Higgs," arXiv :hep-ph/9710351.

[22] M. Drees and D. P. Roy, "Effect of QCD correction on the charged Higgs signature in top quark Decay," Phys. Lett. B **269** (1991) 155.

[23] M. Carena *et al.* [Higgs Working Group Collaboration], "Report of the Tevatron Higgs working group," arXiv :hep-ph/0010338.

[24] V. D. Barger, J. L. Hewett and R. J. N. Phillips, "New constraints on the charged Higgs sector in two Higgs doublet models," Phys. Rev. D **41** (1990) 3421.

[25] [LEP Higgs Working Group for Higgs boson searches and ALEPH Collaboration, and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaboration], "Search for charged Higgs bosons : Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209-GeV," arXiv :hep-ex/0107031.

[26] R. Eusebi, thèse : "Search for charged Higgs in t anti-t decay products from proton antiproton collisions at $\sqrt{s}$ = 1.96-TeV," UMI-32-04551 ;
A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], "Search for charged Higgs bosons from top quark decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ = 1.96-TeV," Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 042003 [arXiv :hep-ex/0510065].

[27] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration and The D0 Collaboration], "Search for charged Higgs bosons in decays of top quark pairs," Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4975 [arXiv :hep-ex/9902028].

[28] V. D. Barger, M. S. Berger and R. J. N. Phillips, "Implications of B → S gamma decay measurements in testing the MSSM Higgs sector," Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1368 [arXiv :hep-ph/9211260].

[29] F. Borzumati and C. Greub, "2HDMs predictions for anti-B → X/s gamma in NLO QCD," Phys. Rev. D **58** (1998) 074004 [arXiv :hep-ph/9802391]. Phys. Rev. D **59** (1999) 057501 [arXiv :hep-ph/9809438].

[30] D. Mohl, G. Petrucci, L. Thorndahl and S. Van Der Meer, "Physics and technique of stochastic cooling," Phys. Rept. **58** (1980) 73.

[31] S. Nagaitsev *et al.*, "Experimental demonstration of relativistic electron cooling," Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 044801.

[32] "Run II Handbook"
`http ://www-ad.fnal.gov/runII/index.html`

[33] T. Berenc *et al.*, "Plans for Tevatron Run IIb", (2001).
`www-bdnew.fnal.gov/pbar/run2b/Documents/TDR/tdr.pdf`

[34] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], "The D0 detector," Nucl. Instrum. Meth. A **338** (1994) 185.

[35] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "The upgraded D0 detector," Nucl. Instrum. Meth. A **565** (2006) 463 [arXiv :physics/0507191].

[36] K. Hanagaki, "Layer 0 in D0 silicon tracker for Run2b," Nucl. Instrum. Meth. A **511** (2003) 121.

[37] E. Kajfasz [D0 Collaboration], "D0 silicon microstrip tracker for Run IIa," Nucl. Instrum. Meth. A **511** (2003) 16 [arXiv :hep-ex/0112014].

[38] D. Adams et al., "The D0 upgrade : Central Fiber Tracker, Technical Design Report", D0Note 4164.

[39] J. Brzezniak *et al.*, "Conceptual design of A 2 TESLA superconducting solenoid for the Fermilab D0 detector upgrade", D0Note 2167.

[40] K.M. Chan, D.K. Cho, M. Zieli'nski, V.V. Zutshi "Electron and photon energy resolution in the central calorimeter for Run 2," D0Note 3535.

[41] M. Adams *et al.*, "Design report of the central preshower detector for the DØ upgrade", D0Note 3014 ;
`http ://www-d0.fnal.gov/~qianj/dn3104.pdf`

[42] A. Gordeev *et al.*, "Technical Design Report of the forward preshower detector for the D0 upgrade", D0Note 3445.

[43] L. Sawyer, K. De, P. Draper, E. Gallas, J. Li, M. Sosebee, R.W. Stephens, A. White, "Technical Design Report for the upgrade of the ICD for D0 Run 2", D0Note 2686.

[44] J. Butler *et al.*, "The D0 muon system upgrade", D0Note 2780.

[45] C. C. Miao [D0 Collaboration], "The D0 Run II luminosity monitor," Nucl. Phys. Proc. Suppl. **78** (1999) 342.

[46] B. Casey *et al.*, "Determination of the effective inelastic p pbar cross-section for the DO luminosity measurement using upgraded readout electronics", D0Note 4958 ;
B. Casey and G. Snow for the D0 Luminosity group, "Improved determination of the D0 Luminosity", D0Note 5140.

[47] T. Andeen *et al.*, "The D0 experiment's integrated luminosity for Tevatron Run IIa", FERMILAB-TM-2365 (2007) ;
`http ://www-d0.fnal.gov/computing/data_quality/d0_private/forusers.html#luminosity`.

[48] M.L. Mangano *et al.*, "ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions", JHEP **307**, 001, 2003.

[49] T. Sjöstrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, "High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1,", Computer Phys. Commun. **135**, (2001) 238 [arXiv :hep-ph/0010017].

[50] A. Pukhov *et al.*, CompHEP - User's manual for version 3.3, [arXiv :hep-ph/990888] ;
A.S. Belyaev *et al.*, CompHEP - PYTHIA interface, [arXiv :hep-ph/0101232].

[51] S. Jadach, Z. Was, R. Decker and J. H. Kühn, "The tau decay library Tauola : version 2.4," Comput. Phys. Commun. **76** (1993) 361.

[52] D. J. Lange, "The EvtGen particle decay simulation package," Nucl. Instrum. Meth. A **462** (2001) 152.

[53] `http ://mlm.web.cern.ch/mlm/talks/lund-alpgen.pdf`

[54] `http ://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/`

[55] H. Greenlee, "The D0 Kalman track fit", D0Note 4303.

[56] K. Bloom and A. Dominguez, "D0 tracking performance at high luminosity", D0Note 4980.

[57] A. Garcia-Bellido, S. Lager, F. Rizatdinova, A. Schwartzman and G. Watts, "Primary Vertex certification in p14", D0Note 4320.

[58] A. Schwartzman, C. Tully, "Primary Vertex reconstruction by means of adaptive vertex fitting", D0Note 4918 ;
A. Schwartzman, Y. Peters, H. Greenlee, "Adaptive Primary Vertex certification in p17", D0Note 5192.

[59] A. Schwartzman and M. Narain, "Probabilistic Primary Vertex selection", D0Note 4042.

[60] F. Deliot, thèse : "Reconstruction et identification des muons dans l'expérience D0. Étude de la production résonnante de sleptons" DAPNIA-02-01-T ;

[61] P. Calfayan, T. Gadfort, G. Hesketh, V. Lesné, M. Owen, R. Stroehmer, V. Sharyy, B. Tuchming, "Muon identification certification for p17 data", D0 note 5157.

[62] G. Bernardi and S. Trincaz-Duvoid, "Improvement of the NADA algorithm : Hot cell killing in D0 Run II data", D0Note 4057.

[63] U. Bassler and G. Bernardi, "Towards a coherent treatment of calorimetric energies : missing transverse energy, jets, E.M. objects and the T42 algorithm", D0Note 4124.

[64] G.C. Blazey *et al.*, " Proceedings of the jet physics group of the Run II QCD workshop", D0Note 3750.

[65] J. Hays, J. Mitrevski, C. Schwanenberger, T. Toole, "Single electron efficiencies in p17 Data and Monte-Carlo using p18.05.00 d0correct", D0Note 5105 ;
L. Wang, J. Hays, J. Mitrevski, C. Schwanenberger, "Electron likelihood efficiency in p17", D0Note 5114.

[66] J. Kozminski, R. Kehoe, H. Weerts, S.-J. Park, A. Quadt, J. Gardner, S. Jabeen, "Electron likelihood in p14", D0Note 4449.

[67] A. Alton, A. Askew, O. Atramentov, and Y. Maravin, "Photon identification for D0 Run II data", D0Note 4487.

[68] O. Atramentov, A. Askew, D. Bandurin, D. Duggan, A. Ferapontov, Y. Gershtein, Y. Maravin, G. Pawloski, "Photon identification in P17 data", D0Note 4976.

[69] A. Askew, D. Duggan, "CPS variables for photon identification", D0Note 4949.

[70] M. Arov, C. Biscarat, D. Chakraborty, C. Galea, A. Gay, Y. Hu, Y. Gerstein, A-C. Le Bihan, S. Nelson, C. Noeding, A. Patwa, Y. Pogorelov, S. Protopopescu, "Tau identification with Neural Networks for p14 pass 2 data", D0Note 4773.

[71] S. Protopopescu and P. Svoisky, "Tau identification with neural networks for p17 data", D0Note 5094.

[72] E. Busato, B. Andrieu, "Jet algorithms in D0 RunII software : description and user's guide", D0Note 4457.

[73] A. Harel, R. Wagner, "Improved L1 Confirmation," D0Note 4932.

[74] A. Harel, "Jet Id optimization", D0Note 4919.

[75] E. Ben-Haim, "The b quark fragmentation function, from LEP to TeVatron," FERMILAB-THESIS-2004-50 ;

[76] I. Anghel, C. Gerber, E. Shabalina, T. Ten, "Studies of taggability vs. nPV for p17", D0Note 5240.

[77] `https ://plone4.fnal.gov/P1/D0Wiki/physics/VplusJets/MC/p20taggability`.

[78] D. Bloch, D. Gele, S. Greder, I. Ripp-Baudot, F. Filthaut, B. Wijngaarden, "Jet lifetime b-tagging", D0Note 4069 ;
D. Bloch, B. Clement, "Update of the JLIP b-tagger Performance in p14/pass2 with JES 5.3", D0Note 4824.

[79] R. Demina, A. Khanov, F. Rizatdinova, "b-tagging with Counting Signed Impact Parameter method", D0Note 4049.

[80] R. Demina, A. Khanov, F. Rizatdinova, E. Shabalina, "Measurement of b-tagging efficiency and mis-tagging rates with CSIP method", D0Note 4432.

[81] D. Boline, L. Feligioni, M.Narain, "Update on b-quark jet identification with Secondary Vertex reconstruction using p14-Pass2 Samples", D0Note 4796 ;
Y. Peters, H. Greenlee, A. Haas, A. Schwartzman, "Optimization of the Secondary Vertex Tagger in p17 ", D0Note 5265.

[82] T. Gadfort, A. Haas, D. Johnston, D. Lincoln, T. Scanlon, S. Schlobohm, "Performance of the Dzero NN b-tagging tool on p20 data", D0Note 5554.

[83] B. Clément, D. Bloch, D. Gelé, S. Greder, A.-C. Le Bihan, I. Ripp-Baudot, "SystemD or how to get signal, backgrounds and their efficiencies with real data", D0Note 4159.

[84] S. Calvet, P. Verdier, E. Kajfasz, "Towards missingET certification and unclustered energy studies", D0Note 4927.

[85] P.A. Delsart, J. Donini, P. Lebrun, "Phi-intercalibration of the D0 calorimeter at Run II", D0Note 4299 ;
J. Kvita, K. Peters, "Run II Phi-intercalibration of the Fine Hadronic calorimeter", D0Note 5005.

[86] S. Kermiche, A. Mendès, M.-C. Cousinou, A. Cothenet, "Energy Scale studies and calibration of the D0 electromagnetic calorimeter using Z0 and J/Psi → e+e- Run II events", D0Note 4945 ;
M. Wetstein, J. Stark, M. Verzocchi, "Gain Calibration for the EM Calorimeter in Run II", D0Note 5004.

[87] JES Group, "Jet Energy Scale Determination at D0 Run II (final p17 version)", D0Note 5382 ;
G. Golovanov, U. Heintz, S. Jabeen, A. Kupco, "Preliminary jet energy scale calibration for Run IIb data", D0Note 5555.

[88] M. Petteni, G. Davies, A. Goussiou, "Energy correction for semi-leptonic decays of b-Jets, using p13", D0Note 4248.

[89] C. Galea, C. Biscarat, J. Stark, S. de Jong, "Tau energy corrections for data and MC in p17", D0 note 5533.

[90] W. Braunschweig *et al.* [H1 Calorimeter Group], "Results from a test of a Pb-Fe liquid Argon calorimeter," DESY89/022 ;
M.P. Casado, M. Cavalli-Sforza, "H1-inspired analysis of the 1994 combined test of the Liquid Argon and Tilecal calorimeter prototypes", ATLAS Internal Note (1996).

[91] C. Ochando and J.-F. Grivaz, "SSR for p17", D0Note 5609.

[92] J. Kvita, A. Harel, "p20 jet ID efficiencies and Scale Factors", D0Note 5634.

[93] M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy, D. Vilanova, "Muon momentum oversmearing for p20 data", D0Note 5449.

[94] P. Gris, "Electron smearing studies with RunIIa data", D0Note 5400
and `https ://plone4.fnal.gov/P1/D0Wiki/object-id/emid/p20/code/esmear`

[95] S. Klimenko, J. Konigsberg and T. M. Liss, "Averaging of the inelastic cross sections measured by the CDF and the E811 experiments," FERMILAB-FN-0741.

[96] M. Abolins *et al.*, "The run IIb trigger upgrade for the D0 experiment," IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 340 ;
M. Abolins *et al.*, "Design and implementation of the New D0 Level-1 calorimeter trigger," Nucl. Instrum. Meth. A **584** (2008) 75 [arXiv :0709.3750 [physics.ins-det]].

[97] J. Bystricky *et al.*, "Algorithms and architecture for the L1 calorimeter trigger at D0 run IIb," IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 351.

[98] [ATLAS Collaboration], "ATLAS trigger performance : status report," CERN-LHCC-98-15, June 1998.

[99] S. Calvet, J. Stark, A. Duperrin, P. Verdier, T. Millet, B. Martin, E. Kajfasz, "l1cal2b_met_cert package and Level 1 missingEt triggers certification in Run IIb," D0Note 5198.

[100] D. Edmunds, S. Gross, P. Laurens, J. Linnemann, R. Moore, "Technical Design Report for the Level 2 global processor," D0Note 3402.

[101] M. Adams, R. Hirosky, R.D. Martin, N. Varelas, G. Di Loreto, D. Owen, "Level2 calorimeter preprocessor Technical Design Report," D0Note 3651.

[102] R. D. Angstadt *et al.*, "The DZERO level 3 data acquisition system," IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 445.

[103] C. Potter, B. Vachon, "The rejection of spurious low ET Level 3 jets found in RunIIa," D0Note 5092.

[104] C. Belanger-Champagne, C. Potter and B. Vachon, "Certification of Level 3 jets for RunIIb," D0Note 5130.

[105] T. Scanlon and S. Robinson, "A secondary vertex b-tagging tool for the Level-3 trigger," D0Note 5292.

[106] D. Whiteson, "Global track finding at Level 3", D0Note 3808.

[107] Y. Coadou, "The Level 3 tau tool", D0Note 4132.

[108] R. A. Fisher, "The use of multiple measurements in taxonomic problems," Annals Eugen. **7** (1936) 179 ;
B. Fabbro, "Linear discriminant analysis with a stepwise method", ALEPH 97-012,. PHYSIC 97-009.

[109] S. Protopopescu, presentation in tau ID meeting, May 11, 2005.

[110] F. Badaud, P. Gay, F. Lacroix, presentation in L3 meeting, April 11, 2006
`http ://www-d0.hef.kun.nl///fullAgenda.php?ida=a06580`

[111] V. Buescher, A. Duperrin, R. Jesik, P. Jonsson, A. Patwa, K. Stevenson, A.S. Turcot, B. Vachon, M. Verzocchi, "The trigger_rate_tool package : a tool to estimate rates and overlaps for the development of physics trigger lists," D0Note 4640.

[112] F. Badaud, P. Gay, F. Lacroix, presentation in Tau ID meeting, June 14, 2006
`http ://www-d0.hef.kun.nl//fullAgenda.php?ida=a061081`

[113] A. Duperrin, E. Kajfasz, S. Calvet "Search for Pair Production of Scalar Bottom Quarks with the DO Detector in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," D0Note 5074.

[114] M. Tomoto, "A Search for SM Higgs boson using the ZH $\rightarrow$ $\nu\overline{\nu}b\overline{b}$ channel in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," D0Note 4744.

[115] L. Duflot, J.F. Grivaz, P. Verdier, "Search for Squarks and Gluinos in the Jets+$\not\!\!E_T$ Topology with the D0 detector," D0Note 4737 ;
J.-F. Grivaz, L. Duflot, T. Millet, P. Verdier, "Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy with the DO detector using 1 fb-1 of RunIIa data", D0Note 5312.

[116] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, "The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter," Phys. Lett. B **429** (1998) 263 [arXiv :hep-ph/9803315].

[117] L. Duflot, J.-F. Grivaz, P. Verdier and A. Zabi, "Search for large extra spatial dimensions in Jets + Missing E_T topologies", D0Note 4400.

[118] Preliminary Jet Energy Scale at DØ using p17 data (version 7.1) ;
`http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/note_jes/jes_v7.1/jes_note_v7.1_draftv1.2.pdf`

[119] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands, "PYTHIA 6.4 physics and manual," JHEP **0605** (2006) 026 [arXiv :hep-ph/0603175].

[120] T. Millet, A. Duperrin, P. Verdier, S. Muanza, "Jets and $\not\!\!E_T$ triggers for the New Phenomena group in the V14 and v15 triggers lists," D0Note 5120.

[121] New Phenomena Jets+$\not\!\!E_T$ web page,
`http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/np/d0_private/multijets/`

[122] `http ://www-d0.fnal.gov/computing/trigsim/trigsim.html`

[123] S. Lammers, G. Pawloski, "Simulation of RunIIb L1 Cal Trigger and EM Algorithm Optimization" D0Note 4663.

[124] `http ://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/MonteCarlo.html`

[125] S. Calvet, J. Stark, A. Duperrin, P. Verdier, T. Millet, B. Martin, E. Kajfasz, "l1cal2b_met_cert package and Level 1 missingEt triggers certification in Run IIb," D0Note 5198.

[126] C. Ochando and F. Lacroix, presentation in Trigger Board meeting, September 5, 2006
`http ://www-d0.hef.kun.nl///fullAgenda.php?ida=a061500`

[127] P. Mal, presentation in Higgs/NP Multijet, October 12, 2006
`http ://www-d0.hef.kun.nl//fullAgenda.php?ida=a061792`

[128] A. Zabi, L. Duflot, J.-F. Grivaz, P. Verdier and A. Duperrin, "A trigger for jets and missing E_T," D0Note 4315.

[129] C. Ochando and F. Lacroix, presentation in Trigger Board Meeting, October 9, 2006
`http ://www-d0.hef.kun.nl///fullAgenda.php?ida=a061757`

[130] P. Baringer, D. Coppage, J. Gardner, C. Hebert, A. Turcot, "CPSReco : the cluster reconstruction package for the central preshower detector," D0Note 4014.

[131] P. Grannis, "Preshower calibration with MIPs", D0Note 3572 ;
D. Alton, private communication.

[132] F. Lacroix and A. Juste, "Study of the jet energy resolution including the central preshower information", D0Note 5673.

[133] A. Askew and D. Duggan, "emreco package : CPS_vars files,"
`http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/p20.08.01/emreco/src/CPS_vars.cpp`

[134] K.M. Chan, D.K. Cho, M. Zieli'nski, V.V. Zutshi "Optimization of the calorimeter response for the Monte Carlo Challenge 99 Phase I," D0Note 3661.

[135] M. Cobal *et al.*, "Analysis results of the first combined test of the LArgon and TILECAL barrel calorimeter prototypes," ATLAS Internal Note TILECAL-No-67, (1995).

[136] M. Rangel, B. Casey and A. Juste, "Improving Jet Energy Resolution with the CPS detector", D0Note 5767.

[137] `https ://plone4.fnal.gov/P1/D0Wiki/physics/VplusJets/data/looseskim-ljets`.

[138] L. Duflot, V. Shary, I. Torchiani, R. Zitoun, "cal_event_quality package", D0Note 4614.

[139] N. Kidonakis and R. Vogt, "Next-to-next-to-leading order soft-gluon corrections in top quark hadroproduction," Phys. Rev. D **68** (2003) 114014 [arXiv :hep-ph/0308222] ;
N. Kidonakis and R. Vogt, "Top quark production at the Tevatron at NNLO," Eur. Phys. J. C **33** (2004) S466 [arXiv :hep-ph/0309045].

[140] S. Catani, M. L. Mangano, P. Nason and L. Trentadue, "The top cross section in hadronic collisions," Phys. Lett. B **378** (1996) 329 [arXiv :hep-ph/9602208].

[141] D. Gillberg, "Heavy flavour removal and determination of weighting factors for ALPGEN W+jet Monte Carlo", D0Note 5129.

[142] Y. Peters, E. Aguilo, presentations in V+Jets Workshop, May 20, 2008
`http ://www-d0.hef.kun.nl///fullAgenda.php?ida=a08912`

[143] J. M. Campbell and R. K. Ellis, "An update on vector boson pair production at hadron colliders," Phys. Rev. D **60** (1999) 113006 [arXiv :hep-ph/9905386].

[144] J.-F. Grivaz, "K(')-factor, scale factors, HF factors", presentations in V+jets meeting, February 12, 2008.

[145] S. Zelitch, "HF SF update", V+jets meeting, 04/01/2008.

[146] H. Schellman " The longitudinal shape of the luminous region at D0", D0Note 5142.

[147] D. Boline, "Jet multiplicity dependent reweighting of the Z boson pT in p20", D0Note 5569.

[148] R. Schwienhorst, "Top trigger selection and application of turn on curves to the Monte Carlo", D0Note 4508 ;
P. Calfayan, "ORing single muon triggers in p17 data", D0 note 5329 ;
M. Owen and M. Hohlfeld, "Trigger efficiencies for the OR of single electron triggers in p17 data", D0 note 5409 ;
`https ://plone4.fnal.gov/P1/D0Wiki/physics/VplusJets/trigger/mc/`.

[149] T. Adams and H. Sumowidagdo, "Measurement of $t\bar{t}$ production cross section in the Lepton + Tau + b-jet(s) + Missing Transverse Energy channel using 1 fb^{-1} of Run IIa data", D0Note 5416.

[150] R. J. Barlow and C. Beeston, "Fitting using finite Monte Carlo samples", Comput. Phys. Commun. **77** (1993) 219-228.

[151] A. Messina [CDF Collaboration], "W + jet production at CDF," arXiv :hep-ex/0610053.

[152] V.M. Abazov *et al.*, (D0 Collaboration), "Measurement of the ttbar production cross section in ppbar collisions at Sqrt(s)=1.96 TeV using kinematic characteristics of lepton + jets events", Phys. Rev. D **76**, 092007 (2007).

[153] T. Adams, presentation in Tau ID meeting, December 20, 2006.

[154] S.-J. Park, M. Begel, "Efficiency of the data quality calorimeter flags", D0Note 5324.

[155] E. Aguilo *et al.*, "Search for Single Top Quark Production in 1 fb-1 of Data", D0Note 5285.

[156] M. Owen, W.-C. Yang, S. Soldner-Rembold and M. Titov, "Combination of p17 h→tautau Search Results", D0Note 5578.

[157] M. Arthaud, M. Besançon, S. Chakrabarti, F. Déliot, E. Shabalina, V. Sharyy, "Measurement of ttbar production cross-section in electron muon final states using p17 data set", D0Note 5360.

[158] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Measurement of the ttbar production cross section in ppbar collisions at sqrts = 1.96 TeV," Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 192004 [arXiv :0803.2779 [hep-ex]].

[159] V.M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Measurement of the ttbar production cross section in ppbar collisions using dilepton events", Phys. Rev. D **76**, 052006 (2007).

[160] R. Wagner, C. Tully, "Top cross section in the Lepton+Track channel with 1 fb-1 dataset", D0Note 5465.

[161] M. Arov, D. Chakraborty, "Measurement of $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t})$ in $\tau + jets$ channel", D0Note 5234.

[162] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Measurement of the $p\bar{p} \to t\bar{t}$ production cross section at $\sqrt{s} = 1.96$-TeV in the fully hadronic decay channel," Phys. Rev. D **76** (2007) 072007 [arXiv :hep-ex/0612040].

[163] J. S. Lee, A. Pilaftsis, M. S. Carena, S. Y. Choi, M. Drees, J. R. Ellis and C. E. M. Wagner, "CPsuperH : A computational tool for Higgs phenomenology in the Minimal Supersymmetric Standard Model with explicit CP violation," Comput. Phys. Commun. **156** (2004) 283 [arXiv :hep-ph/0307377].

[164] T. Junk, "Confidence level computation for combining searches with small statistics," Nucl. Instrum. Meth. A **434** (1999) 435 [arXiv :hep-ex/9902006] ;
V. Buescher, J.-F. Grivaz, J. Hobbs, A. Kharchilava, G. Landsberg, J. Linnemann, H. Prosper, and S. Soldner-Rembold, "Recommendation of the Ad-Hoc committee on limit-setting procedures to be used by D0 in Run II", D0Note 4629.

[165] T. Adams, J. Cammin, F. Deliot, A. Harel, J.-P. Konrath, B. Martin, Y. Peters, C. Schwanenberger, E. Shabalina, V. Sharyy, H. Sumowidagdo, D. Wicke, "Top quark pair production cross section combination and search for charged Higgs bosons", D0Note 5715.

[166] R. Bonciani, S. Catani, M. L. Mangano and P. Nason, "NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross-section," Nucl. Phys. B **529** (1998) 424 [Erratum-ibid. B **803** (2008) 234] [arXiv :hep-ph/9801375].

[167] M. Hashemi, S. Heinemeyer, R. Kinnunen, A. Nikitenko and G. Weiglein, "Charged Higgs bosons in the MSSM at CMS : discovery reach and parameter dependence," arXiv :0804.1228 [hep-ph].

Résumé :

Le modèle standard de la physique des particules décrit la matière constituée de particules élémentaires qui interagissent via les interactions fortes et électrofaibles. Le quark top est le quark le plus lourd décrit par ce modèle et a été découvert en 1995 par les collaborations CDF et DØ dans les collisions proton-antiproton du Tevatron. Cette thèse est consacrée à la mesure de la section efficace de production de paire de quarks top par interaction forte, dans un état final contenant un lepton, un tau hadronique, deux jets de b et de l'énergie transverse manquante. Cette analyse utilise les données collectées au début du Run IIb entre juillet 2006 et août 2007, soit une luminosité de 1,2 fb^{-1}, qui sont combinées avec les données du Run IIa pour atteindre une luminosité de 2,2 fb^{-1}.
Une partie du travail de thèse décrit ici est consacrée au système déclenchement du détecteur DØ, qui constitue la première étape de toutes les analyses, et en particulier à l'identification des leptons taus au niveau 3 du système de déclenchement et aux déclenchements "jets+met" basés sur la présence de jets et d'énergie transverse manquante.
La problématique de la résolution en énergie des jets est également abordée, sous l'angle de l'intercalibration en η du calorimètre hadronique et avec l'utilisation du détecteur de pied de gerbe central (CPS) dans la définition de l'énergie des jets.
La section efficace de production de paires de quark top obtenue est :

$$\ell + \tau : \sigma(t\bar{t}) = 7,32^{+1,34}_{-1,24}(\text{stat})^{+1,20}_{-1,06}(\text{syst}) \pm 0,45(\text{lumi}) \quad \text{pb}$$

Cette mesure est en accord avec les prédiction du modèle standard et permet de contraindre la présence de nouvelle physique, telle que l'existence d'un boson de Higgs chargé plus léger que le quark top. Une limite d'exclusion a ainsi été obtenue dans le plan ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) et est présentée dans la dernière partie de ce manuscrit.

Abstract :

The standard model of particle physics describes the matter as elementary particles interacting via strong and electroweak interactions. The top quark is the heaviest quark described by this model and has been discovered in 1995 by CDF and DØ collaborations in proton-antiproton collisions at the Tevatron. This thesis is devoted to the measurement of the top pair production cross-section via the strong interaction, in a final state composed of one lepton, one hadronic tau, two b-jets and missing transverse energy. This analysis uses the 1,2 fb^{-1} of Run IIb data collected between July 2006 and August 2007, combined with the Run IIa data to obtain a 2,2 fb^{-1} analysis.
One part of the work descibed here is devoted to the trigger system, which is the first part of any analysis, and in particular to the tau identification at the level 3 and the "jets+met" triggers.
The problematic of the jet energy resolution is also addressed with the η-intercalibation of the hadronic calorimeter and with the use of the central preshower detector in the jet energy definition.
The top pair production cross-section obtained is :

$$\ell + \tau : \sigma(t\bar{t}) = 7,32^{+1,34}_{-1,24}(\text{stat})^{+1,20}_{-1,06}(\text{syst}) \pm 0,45(\text{lumi}) \quad \text{pb}$$

This measurement is in good agreement with the standard model predictions and can be used to restrain the possibilities of new physics, such as the existence of a charged Higgs boson lighter than the top quark. An exclusion limit has been obtained in the ($\tan\beta$, $m_{H^\pm}$) plan and is presented in the last part of this manuscrit.