

UNIVERSITÉ PARIS XI  
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

**Christophe Ochando**

**Recherche du boson de Higgs dans le canal  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$   
avec le détecteur DØ auprès du TeVatron.**

Soutenue le 29 septembre 2008 devant la commission d'examen composée de :

M.	A.	DJOUADI	
Mme.	F.	GIANOTTI	
M.	J.-F.	GRIVAZ	Directeur de thèse
M.	L.	ROLANDI	Rapporteur
M.	T.	WYATT	Rapporteur
M.	G.	WORMSER	Président du jury



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>9</b>
<b>Introduction</b>	<b>15</b>
<b>1 Théorie</b>	<b>17</b>
1.1 De l'importance des symétries en physique . . . . .	18
1.1.1 Définitions . . . . .	18
1.1.2 Notions de Groupes . . . . .	19
1.1.3 Classification des symétries . . . . .	19
1.1.4 Le groupe de Poincaré . . . . .	20
1.1.5 L'invariance de jauge comme principe fondateur . . . . .	20
1.1.6 Brisure de symétries . . . . .	21
1.2 Le Modèle Standard de la physique des particules . . . . .	21
1.2.1 Panorama général . . . . .	21
1.2.2 Lagrangien du MS . . . . .	23
a) Le secteur fermionique . . . . .	23
b) Le secteur bosonique . . . . .	24
c) L'harmonie brisée ou la génération des masses . . . . .	25
d) Le cas des fermions . . . . .	27
e) Matrice de mélange . . . . .	28
f) Bilan . . . . .	28
1.3 Splendeurs et insuffisances du Modèle Standard . . . . .	28
1.3.1 Splendeurs et succès . . . . .	28
1.3.2 Un modèle imparfait . . . . .	30
1.3.3 Vers une nouvelle physique ? . . . . .	32
1.4 Interlude phénoménologique : les collisions $p\bar{p}$ . . . . .	32
1.4.1 Liberté asymptotique, confinement et fragmentation . . . . .	32
1.4.2 Collisions hadroniques . . . . .	33
1.4.3 Corrections d'ordre supérieur . . . . .	34
1.5 Boson de Higgs : état de l'art . . . . .	35
1.5.1 Contraintes théoriques . . . . .	35
1.5.2 Limites expérimentales . . . . .	37
a) Contraintes directes . . . . .	38
b) Contraintes indirectes . . . . .	39
1.5.3 Bilan . . . . .	41
1.5.4 Désintégrations . . . . .	41
a) Désintégration en deux fermions . . . . .	41
b) Désintégration en deux bosons vecteurs lourds . . . . .	42
c) Désintégration en $\gamma\gamma, \gamma Z, gg$ . . . . .	42
d) Résumé . . . . .	42

1.5.5	Production aux collisionneurs hadroniques . . . . .	43
a)	Production associée à un boson $W$ ou $Z$ . . . . .	43
b)	Fusion gluon-gluon . . . . .	43
c)	Autres modes . . . . .	44
d)	Résumé . . . . .	44
1.5.6	Stratégie d'analyse . . . . .	44
<b>2</b>	<b>Dispositif Expérimental</b> . . . . .	<b>47</b>
2.1	Introduction . . . . .	48
2.2	Le TeVatron . . . . .	49
2.2.1	Généralités . . . . .	49
2.2.2	L'accélérateur . . . . .	51
a)	La source de protons . . . . .	51
b)	La source d'anti-protons . . . . .	54
c)	Le TeVatron . . . . .	57
d)	Périodes de fonctionnement . . . . .	58
2.3	Le détecteur $D\emptyset$ . . . . .	60
2.3.1	Généralités . . . . .	61
2.3.2	Le trajectographe interne . . . . .	62
a)	Le SMT . . . . .	62
b)	Le CFT . . . . .	65
c)	L'aimant solénoïdal . . . . .	66
2.3.3	Les détecteurs de pieds de gerbes . . . . .	66
2.3.4	Le calorimètre . . . . .	69
a)	Quelques notions de calorimétrie . . . . .	69
b)	Présentation générale du calorimètre de $D\emptyset$ . . . . .	72
c)	Le calorimètre central . . . . .	72
d)	Les calorimètres avant . . . . .	73
e)	Détecteur intercryostat et détecteurs sans absorbeur . . . . .	74
f)	Performance du calorimètre . . . . .	75
2.3.5	Le spectromètre à muons . . . . .	77
a)	Le détecteur central . . . . .	78
b)	Les détecteurs avant . . . . .	78
c)	Les aimants toroïdaux . . . . .	80
d)	Le blindage . . . . .	80
2.3.6	Le détecteur de protons à l'avant . . . . .	80
2.3.7	Les moniteurs de luminosité . . . . .	80
2.3.8	Le système de déclenchement au <i>Run IIa</i> . . . . .	82
a)	Le Niveau 1 . . . . .	83
b)	Le Niveau 2 . . . . .	84
c)	Le Niveau 3 . . . . .	85
2.3.9	Le système de déclenchement au <i>Run IIb</i> . . . . .	85
2.4	Quelques mots sur les générateurs . . . . .	86
<b>3</b>	<b>Objets Physiques : Reconstruction &amp; Identification</b> . . . . .	<b>89</b>
3.1	Chaîne de reconstruction . . . . .	90
3.2	Reconstruction et identification des objets physiques . . . . .	90
3.2.1	Les traces . . . . .	90
3.2.2	Les vertex . . . . .	91
3.2.3	Les muons . . . . .	92
a)	Type et qualité des muons . . . . .	92

TABLE DES MATIÈRES

b)	Critères d'isolation . . . . .	93
c)	Qualité de la trace . . . . .	93
d)	Corrections de la simulation . . . . .	93
3.2.4	Les objets calorimétriques . . . . .	94
a)	L'algorithme de <i>Simple Cone</i> de rayon $\mathcal{R}$ . . . . .	95
b)	Les objets électromagnétiques . . . . .	95
c)	Les jets . . . . .	97
d)	L'énergie transverse manquante . . . . .	100
3.2.5	L'étiquetage des jets issus de hadrons beaux . . . . .	101
a)	Généralités . . . . .	101
b)	Description des algorithmes . . . . .	101
c)	Combinaison des algorithmes dans un réseau de neurones . . . . .	103
3.2.6	Critères d'étiquetabilité . . . . .	106
3.2.7	Méthode d'étiquetage . . . . .	106
3.3	Qualité des données . . . . .	107
<b>4</b>	<b>Correction des jets issus de la simulation</b>	<b>109</b>
4.1	Echelle absolue d'énergie des jets . . . . .	110
4.1.1	Introduction . . . . .	110
4.1.2	Lots de données . . . . .	111
4.1.3	Energie sous-jacente . . . . .	111
4.1.4	Réponse du calorimètre . . . . .	112
a)	Réponse absolue . . . . .	113
b)	Uniformisation en $\eta$ . . . . .	115
4.1.5	Fraction d'énergie dans et en dehors du cône . . . . .	117
4.1.6	Corrections finales et incertitudes associées . . . . .	118
4.1.7	Echelle d'énergie des jets pour le <i>Run IIb</i> . . . . .	118
4.2	Correction des jets issus de la simulation . . . . .	120
4.2.1	Méthode générale . . . . .	120
4.2.2	Lots de données et sélection . . . . .	122
a)	Lots de données . . . . .	122
b)	Sélection . . . . .	122
c)	Traitement spécifique de la simulation . . . . .	123
4.2.3	L'observable $\Delta S$ . . . . .	124
4.2.4	La méthode <i>S.S.R.</i> au <i>Run IIa</i> . . . . .	126
a)	Procédure . . . . .	126
b)	Extrapolation aux régions non-centrales . . . . .	135
c)	Vérifications . . . . .	143
d)	Incertitudes Systématiques . . . . .	143
e)	<i>Remapping</i> . . . . .	144
f)	Résumé et discussion . . . . .	144
4.2.5	Quelques mots sur le <i>Run IIb</i> . . . . .	154
4.2.6	Vers une correction des jets de quarks et de gluons... . . . .	155
a)	Mise en équation du problème . . . . .	156
b)	Résultats . . . . .	157
<b>5</b>	<b>Déclenchement sur les topologies à jets et énergie transverse manquante</b>	<b>161</b>
5.1	Historique . . . . .	162
5.2	Optimisation des conditions de déclenchement du Niveau 3 . . . . .	163
5.2.1	Signaux étudiés . . . . .	163
5.2.2	Outils . . . . .	165

a)	Mesure de l'efficacité . . . . .	165
b)	Mesure du taux de déclenchement . . . . .	166
c)	Variables utilisées . . . . .	168
5.2.3	Présentation des conditions de déclenchement pour le <i>Run IIb</i> . . . . .	169
5.2.4	Conception du Niveau 3 . . . . .	173
a)	Niveau 3 Dijet . . . . .	173
b)	Niveau 3 Monojet . . . . .	178
c)	Niveau 3 Multijet . . . . .	181
5.2.5	Résumé et résultats . . . . .	182
5.3	Simulation de la réponse du système de déclenchement . . . . .	185
5.3.1	Simulation au <i>Run IIa</i> . . . . .	185
a)	Niveau 1 . . . . .	185
b)	Niveaux 2 et 3 . . . . .	185
5.3.2	Simulation au <i>Run IIb</i> . . . . .	187
5.3.3	Niveau 1 . . . . .	188
a)	Lots de données et Sélection . . . . .	188
b)	Méthode . . . . .	188
c)	Mesure des efficacités . . . . .	189
d)	Vérifications du Niveau 1 . . . . .	192
5.3.4	Niveaux 2 et 3 . . . . .	194
a)	Vérifications de la paramétrisation finale . . . . .	194
5.3.5	Performances sur un signal Higgs . . . . .	199
5.4	Conclusion . . . . .	199
<b>6</b>	<b>Recherche du boson de Higgs</b> . . . . .	<b>201</b>
6.1	Lots de données . . . . .	204
6.1.1	Conditions de déclenchement . . . . .	204
6.1.2	Critères de qualité des données . . . . .	205
6.2	Bruits de fond . . . . .	205
6.2.1	Bruit de fond QCD . . . . .	205
6.2.2	Bruits de fond du Modèle Standard . . . . .	206
a)	Généralités . . . . .	206
b)	Génération . . . . .	206
6.3	Signal . . . . .	213
6.4	Objets utilisés et traitement de la simulation . . . . .	213
6.4.1	Objets . . . . .	213
6.4.2	Traitement spécifique de la simulation . . . . .	214
6.5	Sélection . . . . .	214
6.5.1	Stratégie globale . . . . .	215
6.5.2	Pré-sélection . . . . .	215
6.5.3	Sélection . . . . .	218
6.5.4	Etiquetabilité . . . . .	220
6.6	Lot de contrôle des fonds physiques . . . . .	223
6.6.1	Sélection . . . . .	223
6.6.2	Résultats . . . . .	223
6.7	Estimation du fond QCD . . . . .	223
6.8	Lot de signal . . . . .	227
6.8.1	Sélection et Résultats . . . . .	227
6.8.2	Identification des jets issus de quarks b . . . . .	227
6.9	Analyse Discriminante . . . . .	238

TABLE DES MATIÈRES

---

6.9.1	Introduction . . . . .	238
6.9.2	Construction de l'arbre . . . . .	238
6.9.3	Stimulation . . . . .	239
6.9.4	Lots de données et variables . . . . .	239
6.9.5	Optimisation de la stimulation . . . . .	240
6.9.6	Résultats . . . . .	242
6.10	Incertitudes systématiques . . . . .	242
6.11	Résultats finaux . . . . .	249
6.11.1	Méthode Statistique . . . . .	249
6.11.2	Limites supérieures sur la production du boson de Higgs . . . . .	249
6.12	Conclusion et perspectives . . . . .	252
<b>Conclusion</b>		<b>257</b>
<b>A Optimisation du Niveau 3 DIJET - Signaux Squarks et Sbottoms</b>		<b>259</b>
A.1	Sbottoms . . . . .	259
A.2	Squarks . . . . .	262
<b>B Niveau 1 du système de déclenchement - Calcul de probabilités</b>		<b>265</b>
B.1	Exemple simple . . . . .	265
B.2	Généralisation et définitions . . . . .	265
B.3	Niveaux 1 DIJET et MONOJET . . . . .	266
B.4	Niveau 1 MULTIJET . . . . .	267

tel-00341890, version 1 - 26 Nov 2008



# Remerciements

*"Monde de merde!"*  
Georges Abitbol, *La Classe Américaine*

A l'époque où j'ai lancé en l'air cette pièce de 2 francs, sur ce parking quasi vide, devant le bâtiment des inscriptions, afin que le hasard choisisse à ma place le futur de mes études supérieures, je n'imaginai sûrement pas que le sort me jouerait un si vilain tour... La physique qu'elle avait choisi la pièce! Pas une thèse, pas encore, certes, mais finalement, c'était tout comme... Une vie à pile ou face? En quelque sorte...

Qu'il est bien loin désormais le temps où j'écumais les bancs de cette Université toulousaine, m'émerveillant des subtilités de la relativité restreinte du père Albert (aaah, l'exercice du train dans le tunnel...) ou bataillant avec cette fichue équation de Schrödinger... En ces temps reculés, je n'imaginai pas non plus que des années plus tard je devais rencontrer toutes ces personnes lors de mes pérégrinations de l'autre côté de l'atlantique, ici ou ailleurs, et que les autres, les compagnons de route de longue date, me suivraient sur les chemins sinueux que j'ai pourtant souvent empruntés durant cette thèse. C'est à toutes ces personnes qui, au détour d'une bière ou d'un whisky, d'un rire, d'une idée, à la table d'un resto, dans un couloir et jusque dans mon bureau, qui ont rendu ces dernières années tellement plus belles et plus riches que je voudrais consacrer ces quelques lignes.

Comme le veut la tradition, je tiens à remercier en premier lieu Guy Wormser pour m'avoir accueilli à bord du "Vaisseau Amiral de la physique des particules au CNRS", le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay, pour y effectuer cette thèse. Merci aussi d'avoir accepté d'en être le président du jury.

Je remercie également Fabiola Gianotti et Abdhelak Djouadi pour leur participation au jury de thèse. Mes remerciements vont tout spécialement à Gigi Rolandi et Terry Wyatt pour avoir accepté d'examiner ces travaux, pour leur lecture attentive et leurs remarques sur le contenu de ce manuscrit. J'en profite au passage pour remercier Marine, Samuel, Niko, Anne-Fleur et Véronique pour leur consciencieuse relecture du pavé qu'est cette thèse.

Celle-ci ne serait que peu de choses sans la direction de Jean-François Grivaz, sa rigueur, ses conseils, son inépuisable savoir, son expérience, son sens physique et bien évidemment son fouet. Mon dos en porte peut-être encore les stigmates... Je sais que je te dois beaucoup. Merci.

Je voudrais aussi remercier les membres du groupe DØ du LAL pour m'avoir tant apporté durant ces trois années de thèse. Merci donc à Michel Jaffré et Laurent "Dudu" Dufflot pour votre gentillesse, votre toujours grande disponibilité pour répondre à mes questions plus ou moins pertinentes, votre aide lors des nombreuses traques des "bugs" de DØ, et vos encouragements durant ces derniers mois. Merci à toi "Dudu" d'avoir résolu (presque) tous mes problèmes informatiques. Merci aussi pour tous les petits mots de soutien, glissés ça et là, parfois même aux heures où la lumière du couloir ne donnait plus signe de vie depuis longtemps... À bientôt

sur “la machine à big-bang”, on verra bien si ALPGEN aura le dernier mot!;)

Merci aussi aux membres de passage dans le groupe, Pierre Petroff et Marc Hohlfeld ainsi qu’à Steve Muanza. Merci d’avoir si souvent partagé ton immense savoir sur les insondables méandres des générateurs!

Et puis il y a vous deux bien sûr, Nikola Makovec et Samuel Calvet, collègues de bureau devenus au gré du temps de véritables amis. Merci à toi Niko! Comme tu ne cesseras sûrement jamais de le répéter jusqu’à la fin de tes jours, un pan entier de cette thèse te doit beaucoup. Avec le recul, je ne peux cependant m’empêcher de penser qu’hériter de S.S.R fut un cadeau pour le moins empoisonné...;) Néanmoins, sans tes conseils, ta disponibilité, ta bonne humeur permanente et ta grande gueule, ces trois ans n’auraient pas été les mêmes! Merci également à toi Sam’, de m’avoir supporté durant cette dernière année, d’avoir enduré mes petits délires quotidiens sans jamais (trop) râler, de m’avoir fait confiance et de t’être peu à peu ouvert. J’ai vraiment eu de la chance de partager ce bureau avec toi, “ce mec bien”, sensible et subtil. Je laisse entre tes mains expertes mes petits *triggers*. Je sais que tu sauras en faire bon usage!

Ces trois années n’auraient pas été aussi enrichissantes, aussi intenses et drôles aussi, si je n’avais pas rencontré tous ces thésards et post-docs de DØ, au premier rang desquels l’équipe “commando commissioning” de l’été 2006 : l’intrépide Florent Lacroix, mon acolyte de *trigger*, toujours décalé (la légende voulant qu’il n’arrive au labo qu’en début d’après-midi...;)), de bonne humeur, avec cette pointe d’humour toujours bien venue, l’impassible Bertrand Martin dit Latour (ouf!), le “mexicain”, inoubliable compère d’escapade nocturne dans les frigos du Wilson Hall, Thomas Millet, le dernier fan vivant de Pierre Richard, adorateur averti de la Chèvre et de *l’Equipe*, et puis Sam’, biensûr, mon maître à penser durant cette période, l’homme d’Espigoule aux deux philosophies, qui “code comme il vit”. Je n’oublie évidemment pas notre druide, notre guide, Vincent Siccardi, roi des saucisses au fromage, glouton des petites boules jaunes “lemon heads”, incarnation de la finesse et de la subtilité (... ou pas!). Merci aussi au plus polyglotte des stagiaires (elfe, nain et klingon, excusez du peu!), François Niedercorn, désormais sur ATLAS sous le fouet attentif de “Dudu”. Bon courage pour la suite! On se recroisera sûrement très vite!;) Je voudrais également remercier Marine Michaut pour son amitié et sa gentillesse, ainsi que Fabrice Couderc, à l’ironie toujours dévastatrice!

Je souhaiterais adresser un remerciement tout particulier à ma déroutante et toujours surprenante “cousine”, Anne-Fleur Barfuss, toi qui sais mieux que quiconque combien ce monde souffre d’un cruel manque de théâtre! Que de chemin parcouru tout de même depuis notre première conversation en “control room”, durant près de 12h de “shift”, en ce rude hiver 2006... Je te remercie vraiment pour ton amitié, ta créativité, pour toutes nos conversations sur tout et n’importe quoi et le reste aussi, pour cette féerie que tu essaies chaque jour un peu plus d’insuffler à la vie. Merci d’être ce que tu es!

Merci finalement à Fabrice Tissandier, Marc Escalier, Jérémie Lelouch et bon courage aux petits nouveaux que j’ai eu le plaisir de côtoyer brièvement, Betty Calpas et David Jamin.

Une pensée tout à fait spéciale va à Microsoft (je ne ferai pas ça tous les jours...) pour la création de MSN Messenger qui nous a permis de si souvent communiquer ensemble, s’entraider, décompresser, s’encourager, parfois même à des milliers de kilomètres les uns des autres!

Durant ces années passées au sein de la collaboration DØ, j’ai eu le plaisir et la chance de côtoyer, d’apprendre et de travailler auprès de grands physiciens. Merci donc au trio Aurelio Juste, Jan Stark et Marco Verzocchi pour toutes vos explications, votre pédagogie, votre disponibilité, vos réponses à toutes mes questions, vos mémorables coups de gueule (surtout Jan et Marco!), votre engagement et votre dévouement constant (c’est le moins qu’on puisse dire...) à la réussite de cette manip’! Je tiens de plus à remercier la communauté française de DØ qui a réussi à créer une ambiance vraiment chaleureuse de travail : Patrice Verdier, pour ton aide

## REMERCIEMENTS

---

et tes conseils, Arnaud Duperrin pour m'avoir fait découvrir les joies et les problématiques des *triggers* durant l'été 2006, pour tes encouragements constants et pour avoir si bien œuvré à la reconnaissance de notre travail, Eric Kajfasz chez qui bonne humeur, franche rigolade, travail et rigueur peuvent rimer ensemble avec bonheur (c'est promis Eric, la prochaine fois que je serai ton directeur de campagne, tu gagneras l'élection ! J'te jure ! ;)), Slava Shary pour tes fameuses soirées vodka lors des réunions de collaboration, agrémentées de ta désormais célèbre liqueur à 96°, Christophe Royon pour ton infinie gentillesse, sans oublier Gérard Grenier, Frédéric Déliot et Gregorio Bernardi.

Merci également à celles et ceux croisés lors de mes nombreux voyages du côté de Fermilab : Sabine Lammers pour ton amitié (See you soon in Geneva !), Krisztian Peters et Remi Mommsen à qui le dernier chapitre de cette thèse doit beaucoup, Ernest Aguilo, Dan Duggan, Alexander Kupco, Rick Jesik, Per Jonsson.

Je serais arrivé bien plus tôt tous les matins si, avant d'atteindre mon bureau, je n'avais pas eu à arpenter ce long couloir du bâtiment 200 peuplé de cette foule de physiciens que je tiens à remercier ici : Caroline Collard, ce petit bonheur de femme, pour ton amitié, ton sourire et ta joie, tes petits mots de soutien réguliers, Laurent Serin et Mathieu Plamondon, l'infernal duo des moustachus, Xavier Garrido pour ta bonne humeur communicative et tes innombrables délires, Nicolas Leroy et Louis Fayard, mon parrain de thèse, pour tes nombreux conseils et encouragements durant ces trois années. J'ai aussi une pensée pour Manu Turlay, le Beatles du LAL, Dimitris Varouchas, Fany Dudziak et Pauline Bernat. Bon courage à vous 4 pour la suite (et fin) de vos thèses !

Merci aussi à Niko et Mathieu Bongrand, inoubliables membres des Experts du LAL. Nos "dossiers " seront-ils dévoilés un jour ? ;)

En outre, je souhaite exprimer tous mes remerciements à Laurent Simard pour sa gentillesse et pour m'avoir permis d'enseigner au Master 1 de Physique et Applications de l'Université.

Un grand merci enfin à Annie Huguet et Sabine Rayaume du service Missions, pour m'avoir si souvent facilité les choses pour mes voyages aux quatre coins du monde (et souvent à Fermilab...) ainsi qu'à Geneviève Gilbert, le rayon du Soleil permanent du labo !

A ce stade, il m'est nécessaire de manifester mon immense gratitude à celles et ceux qui m'ont permis de survivre lors des longues soirées solitaires où mon frigo était désespérément vide : Dao Peng et Maï Ling, du traiteur chinois d'Orsay, *Sodebo* et *Père Dodu* pour m'avoir permis d'immortaliser la recette de la pizza-cordon bleu, désormais célèbre aux quatre coins du monde. Comment ne pas également remercier les restaurants de la route 59 : *B.K.*, le *Lone Star* et son éternel "Five Star Filet Mignon", le *Rock Bottom* et son "BBQ Ribs & Chicken Combo", sans oublier le *Lorenzo* et son menu "si vous êtes 7, vous commandez pour 7" ainsi que le *On the Border* et ses délicieuses *frozen Margarita*.

A bien y penser, la formidable aventure qu'a été cette thèse est née durant cette folle année de l'ex-DEA Champs, Particules, Matière, promotion 2004-2005, cuvée exceptionnelle s'il en est... Il m'est en effet impossible d'oublier cette bande de fous furieux composée d'Iro Koletsou, Armand "Teal'c" Fifasson, Mathieu Bongrand, chez qui la fenêtre est toujours restée ouverte, Marion Arthaud, la si complexe mais pourtant touchante Giulia Superina, reine de la "Chaumière", William Guyard, Rémy(stérieux) Braive, Vincent Rotival, "le meilleur d'entre nous", Marine Aubert, Justine Serrano, Mehdi Banaha et le libérateur d'Ingrid, Nicolas Bernal. Difficile d'ôter toutes ces images de ma tête : les courses de "bobsleigh" en brancard à l'IPN, les "soirées qui n'ont pas existé", la descente en rafting de l'Yvette, l'aménagement de notre salle de DEA, la très folklorique visite du GANIL et du CERN, et j'en passe ! Merci à vous pour toutes les rumeurs qu'on n'a jamais voulu lancer ! ;)

Merci aux colocs de m'avoir si souvent accueillis dans leur appart' sur Paris, et d'en avoir fait ma deuxième maison ! Merci à Iro pour tes délicieux cocktails, nos p'tites pauses au labo, ta bonne humeur et ta folie, à Mathieu pour ton soutien durant ces derniers mois, pour notre duo "Fred et Jamy" et pour tous les trucs pour lesquels on est sur la même longueur d'onde et à Vincent, même si on ne s'est pas beaucoup vu durant ces trois années, les p'tites soirées chez toi arrosées de bières belges étaient toujours un plaisir !

Je n'oublie évidemment pas tous les ami(e)s croisé(e)s lors de l'école d'été du CERN en République Tchèque, de "cette espèce de grosse beuverie" que furent les Journées Jeunes Chercheurs en 2006 à la Rochelle (qui possède, je ne le répèterai jamais assez, le meilleur caviste de France !) ou à Moriond : pêle-mêle, Stephanie Baffioni, Raphaël Granier de Cassagnac, Auguste Besson, Julien Quéva et Florent Robinet, deux échappés du DEA, Jérémy Le Du, Rob Lambert, certainement le mec le plus déjanté de la planète, Nadia Davidson, Andrée Robichaud-Véronneau et tous les autres !

Les mois et les années ont passé mais vous êtes restés à mes côtés malgré mon manque chronique de disponibilité, mes absences répétées et tout le reste, preuve s'il en était encore besoin, qu'en dépit de toutes nos différences, ce qui nous unit est plus fort que ceux qui nous sépare. Je suis vraiment fier de compter parmi mes ami(e)s une telle diversité de cultures, une telle richesse de parcours de vie. Vous avez tous contribué, à votre façon, à façonner peu à peu celui que je suis aujourd'hui, et je ne vous en serai jamais assez reconnaissant. Mes pensées s'envolaient souvent vers vous lorsque le moral flanchait...

Merci donc aux Toulousains de Paul Sab', Yannick, le "bobogeeek" et Céline, Nico "Piche", Vince et Hug, mes acolytes de l'Amphi Le Châtelier et du RU 2 ! Je m'en voudrais d'omettre les Toulousains de très longue date que je ne vois malheureusement pas assez, Nico et Fabrice !

Merci à la joyeuse bande du "BG" : Aline "Mako", Mathieu "Misd", JP "Sin", Matt et Aurélie, Jihène "Djidji", Mickaël "Chaotic", Sylvain et tous les autres. Merci de m'avoir tant fait découvrir, apprécier et partager votre loufoque de monde et de m'y avoir accepté, malgré le fossé qui ne nous destinait même pas à nous rencontrer !

J'ai une pensée spéciale pour Hélène, ma globe trotteuse préférée, professeur de français et linguiste en Chine, en Suède ou en Pologne ! On ne se voit plus beaucoup tous les deux, par la force des choses, mais tu restes une des personnes qui me connaît et me comprend le mieux. Tu as toujours su trouver les mots pour me remonter le moral. Merci pour tout !

Difficile de pas remercier aussi toute l'équipe de l'Huma et du Festival du Livre de Jeunesse tant toutes ces escapades hors du temps en votre compagnie ont jalonné ces dernières années avec bonheur, et ont souvent été un coin de fenêtre ouvert vers un autre ailleurs. Difficile de ne pas penser à toutes ces soirées à refaire le monde jusqu'à pas d'heure, un verre de whisky "chasseur" à la main, à disserter sur ces "vertes pelouses et cathédrales de tubes" en compagnie d'un "marionnettiste", à toutes ces personnes qui ont des rêves plein la tête et de la générosité à revendre ou à tous ces sourires émerveillés de gamins devant les prouesses d'un calligraphe. Merci donc à Roselyne, Francette, Pablo, Aude, Sylvie, Jean-Marc, Chloé, Fabien, Stéphane & Xavier, Guilhem, "l'homme qui tue avec une tasse à café", Vivie, Brice, Flora, Camille, Amélie, Katia, Yvon et tous les autres que je ne peux pas citer ici ! Merci pour tout ce que vous réalisez chaque année ! Je voudrais remercier tout particulièrement Bruno et Hélène pour leur profonde et sincère amitié, pour leur soutien et pour m'avoir fait l'immense honneur d'être le parain de leur petite Charlotte ! J'espère que je ne vous décevrai pas ! Et puis je te promets Bruno, j'y pense à ton CD... ;)

J'aimerais aussi remercier ma "petite sœur", Laure. C'est peu de dire que nos interminables conversations sur le devenir du monde m'ont manqué ces dernières années, même si je ne l'ai pas toujours montré, sans parler bien évidemment des apéros foie gras-Tariquet ou de nos prises

## REMERCIEMENTS

---

de bec intempestives... A tout bientôt autour d'un plateau de fromages de chez Nivesse !

Je ne trouverai sûrement pas de mots assez justes et forts pour dire combien je voudrais remercier mon père et ma mère pour leur inconditionnel amour, leur soutien constant dans mes choix et dans la trajectoire pour le moins hasardeuse qu'a emprunté mon parcours, bien loin des sentiers balisés qu'auraient pu m'offrir d'autres solutions... Je ne suis que trop conscient des sacrifices et des efforts que vous avez consenti tout au long de ces années pour me permettre d'arriver jusqu'ici et de me consacrer à l'essentiel, l'esprit libre et tranquille. Je réalise que si je peux écrire ces quelques lignes ici, c'est en grande partie grâce à vous et à la liberté que vous m'avez toujours donnée. J'espère que ce manuscrit vous montrera combien tout ceci n'était pas vain et que vous pourrez être fier du chemin parcouru par ce petit garçon qui ne voulait pas descendre des genoux de son papa...

Merci également à mon frère, Guillaume, chantre de la mauvaise foi, et à Marie (et ma chonchon!!!) pour tout leur soutien et en particulier pour ces "dîners presque parfaits" durant ces dernières années, qui furent autant de bouffées d'air frais dans les moments difficiles. Merci à toute la famille, des oncles aux tantes, en passant par les cousins, cousines et les p'tits nouveaux ! Une pensée aussi, à celles et ceux qui ne sont plus là...

Et puis il y a toi Marine, toi qui partage ma vie avec tant de bonheur, toi qui m'a accepté tel que je suis, avec tout ce que cela comporte, toi qui m'a tellement soutenu, aidé, porté parfois durant ces derniers mois, cette thèse te doit tant... toi qui me donne tellement d'amour et de joie et de tout le reste aussi et plus encore, toi qui me donne toujours plus chaque jour l'envie de fermer mes mains pour retenir *la vie, cette eau que les jeunes gens laissent couler, sans le savoir, entre leurs doigts ouverts*<sup>1</sup>, toi... Juste toi. Moi. Nous.

Merci aussi à toute ta petite famille, Francine, Jean-Luc, Morgane, Valentine, Yves-Nelson, Maritanie, Lucie, Maïeus,... de m'avoir si vite accepté et aimé !

Je vais désormais m'envoler vers d'autres cieus, du côté de Genève, mais je ne m'inquiète pas trop pour nous tous *puisque'il est dit qu'on se retrouvera, un jour, ailleurs, où le regard ne porte pas, et qu'on se reconnaîtra... et nos sourires en diront plus long que les mots les mieux choisis... Un jour, les amis... Demain...*

Où le regard ne porte pas, *G.Abolin et O.Pont*

---

<sup>1</sup>Jean Anouilh, *Antigone*.



# Introduction

*“La vérité, c’est une agonie qui n’en finit pas.  
La vérité de ce monde, c’est la mort.  
Il faut choisir, mourir ou mentir.  
Je n’ai jamais pu me tuer moi.”  
Céline, Voyage au bout de la nuit*

La compréhension actuelle des phénomènes régissant le monde subatomique s’appuie sur le mariage de la physique quantique et de la relativité restreinte dans un édifice théorique bâti au cours du XXe siècle : le Modèle Standard de la physique des particules. Fort de son pouvoir prédictif et appuyé par toutes les confirmations expérimentales qu’il a reçu aux énergies accessibles auprès des collisionneurs, il s’est imposé comme étant la meilleure description des constituants élémentaires de la Nature et de leurs interactions.

Malgré tous ses succès, le Modèle Standard n’est pas parfait et plusieurs pièces semblent manquer au puzzle. En particulier, l’origine de la masse des particules reste pour l’instant inconnue. Imaginé dans les années 60, le mécanisme de Higgs est une solution élégante à ce problème. Il introduit cependant une nouvelle particule, appelée boson de Higgs, dont la masse est un paramètre libre. Cherché ardemment depuis sa prédiction, il n’a pas encore été mis à jour expérimentalement. Sa recherche dans le canal  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  est l’objet de cette thèse, l’état final étant constitué de deux quarks b et d’énergie transverse manquante. Le premier chapitre soulignera l’importance des symétries en physique, essentielles pour mettre en place le Modèle Standard. Les motivations pour l’existence du boson de Higgs seront explicitées, de même que les contraintes actuelles sur sa masse, provenant à la fois d’arguments théoriques et de mesures expérimentales. Un panorama des moyens de production et des désintégrations du boson de Higgs sera finalement présenté. Il permettra de justifier le choix de ce canal particulier.

Cette recherche a été effectuée à l’aide de l’expérience DØ, un des détecteurs chargés d’analyser les collisions protons-antiprotons de l’accélérateur TeVatron, dont l’énergie dans le centre de masse est de 1.96 TeV. La chaîne de fonctionnement globale du TeVatron sera détaillée dans le deuxième chapitre, de la production des faisceaux de protons et d’antiprotons à leur mise en collision, en passant par les étapes d’accélération menant à l’énergie souhaitée. Il en sera fait de même avec les différents sous-détecteurs de l’expérience DØ. La reconstruction et l’identification des objets physiques nécessaires à la reconstitution des collisions seront quant à elles décrites dans le troisième chapitre.

Un boson de Higgs de masse inférieure à  $135 \text{ GeV}^2$  se désintégrant préférentiellement en une paire de quarks b, une détermination précise de l’énergie des jets est cruciale pour ce type de recherche. Le quatrième chapitre de cette thèse sera consacrée à l’échelle d’énergie des jets

---

<sup>2</sup>Dans ce manuscrit, les masses des particules (resp. les impulsions) seront données en GeV au lieu de  $\text{GeV}/c^2$  (resp.  $\text{GeV}/c$ ).

et tout particulièrement à la méthode développée pour tenir compte des différences observées pour l'échelle d'énergie, la résolution en énergie et l'efficacité de reconstruction et d'identification entre les jets simulés et ceux provenant des données. La simulation du détecteur ne permet pas en effet de reproduire correctement les données enregistrées et il a été nécessaire d'y apporter des corrections. En outre, une procédure permettant de corriger différemment les jets issus de quarks des jets issus de gluons est proposée.

La topologie à jets et énergie transverse manquante n'est pas utile que pour la recherche du boson de Higgs. On la rencontre notamment dans les signaux prédits par des théories cherchant à dépasser le Modèle Standard et elle nécessite des conditions de déclenchement spécifiques. En effet, toutes les collisions qui ont lieu au TeVatron ne sont pas intéressantes et la recherche de ces phénomènes rares exige de trier les événements. Le cinquième chapitre s'attachera à décrire les problématiques liées à ces conditions de déclenchement. Il s'attardera en particulier sur le travail effectué durant l'été 2006 sur leur optimisation en vue de la période de prises de données de très haute luminosité du TeVatron, appelée *Run IIb*. L'outil développé pour reproduire la réponse du système de déclenchement, non incluse dans la chaîne de simulation de DØ, sera également décrit. Il permet notamment d'émuler l'efficacité de déclenchement dans les données simulées.

Tous les instruments mis en place et détaillés jusqu'alors seront ensuite appliqués à la recherche du boson de Higgs effectuée. Cette analyse a été effectuée avec un lot de données correspondant à  $2.1 \text{ fb}^{-1}$ . Cette étude fera l'objet du sixième et dernier chapitre de cette thèse. Les méthodes de modélisation ainsi que les techniques de réduction des différents bruits de fond seront exposées. La discrimination finale au moyen d'une analyse multivariable sera décrite avant que les résultats finaux ne soient présentés. La mise en perspective de cette analyse dans le cadre global de la recherche du boson de Higgs au TeVatron viendra conclure ce travail de thèse.

# Chapitre 1

## Cadre Théorique

*“Puisque ces mystères nous dépassent, feignons d’en être les organisateurs.”*  
Jean Cocteau, *Les Mariés de la tour Eiffel*

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>De l’importance des symétries en physique . . . . .</b>	<b>18</b>
1.1.1	Définitions . . . . .	18
1.1.2	Notions de Groupes . . . . .	19
1.1.3	Classification des symétries . . . . .	19
1.1.4	Le groupe de Poincaré . . . . .	20
1.1.5	L’invariance de jauge comme principe fondateur . . . . .	20
1.1.6	Brisure de symétries . . . . .	21
<b>1.2</b>	<b>Le Modèle Standard de la physique des particules . . . . .</b>	<b>21</b>
1.2.1	Panorama général . . . . .	21
1.2.2	Lagrangien du MS . . . . .	23
<b>1.3</b>	<b>Splendeurs et insuffisances du Modèle Standard . . . . .</b>	<b>28</b>
1.3.1	Splendeurs et succès . . . . .	28
1.3.2	Un modèle imparfait . . . . .	30
1.3.3	Vers une nouvelle physique ? . . . . .	32
<b>1.4</b>	<b>Interlude phénoménologique : les collisions <math>p\bar{p}</math> . . . . .</b>	<b>32</b>
1.4.1	Liberté asymptotique, confinement et fragmentation . . . . .	32
1.4.2	Collisions hadroniques . . . . .	33
1.4.3	Corrections d’ordre supérieur . . . . .	34
<b>1.5</b>	<b>Boson de Higgs : état de l’art . . . . .</b>	<b>35</b>
1.5.1	Contraintes théoriques . . . . .	35
1.5.2	Limites expérimentales . . . . .	37
1.5.3	Bilan . . . . .	41
1.5.4	Désintégrations . . . . .	41
1.5.5	Production aux collisionneurs hadroniques . . . . .	43
1.5.6	Stratégie d’analyse . . . . .	44

---

Ce chapitre introduit les notions théoriques nécessaires à la compréhension des recherches présentées dans ce manuscrit de thèse. La première partie sera consacrée à la notion de symétrie et en soulignera l'importance dans la physique en général ainsi que dans la formulation moderne de la physique des particules. Le Modèle Standard décrivant les particules et leurs interactions dans le monde subatomique sera ensuite détaillé. Ses succès et ses insuffisances seront également mentionnés. En particulier, le mécanisme communément admis pour la génération des masses des particules sera décrit. Les propriétés de la particule qui en découlent, le boson de Higgs, seront présentées en détail.

## 1.1 De l'importance des symétries en physique

Jusqu'à récemment, le rôle fondamental des symétries dans la nature des lois physiques a été négligé ou simplement ignoré. Souvent, elles n'ont été utilisées que de manière descriptive. En voici quelques exemples. Dans la période dite des sciences modernes, celle des mécènes du XVII<sup>e</sup> siècle, Christian Huygens utilise par exemple la notion de symétrie dans son *Traité de la lumière* (1690) pour expliquer (et prédire!) les propriétés optiques des matériaux biréfringents. En outre, les chimistes et les cristallographes des XVIII<sup>e</sup> et XIX<sup>e</sup> siècles feront un usage abondant des symétries afin de classer les cristaux et de dénombrer les modes des réseaux et les groupes d'espace. Enfin, en 1894, Pierre Curie changea quelque peu la façon de voir les symétries en physique [1]. A partir de l'étude des propriétés des champs électromagnétiques, il établit notamment le principe (qui porte son nom) selon lequel un phénomène est au moins aussi symétrique que sa cause.

Il n'est évidemment pas possible ici de traiter l'historique complet de l'utilisation des symétries dans l'histoire des sciences. Il serait cependant injuste de ne pas citer l'apport des deux génies, morts précocément, que furent Evariste Galois et Niels Abel. Les études menées par ces deux mathématiciens du XIX<sup>e</sup> siècle sur la résolution des équations algébriques donneront naissance à la notion de groupe, fondamentale comme nous le verrons dans la suite.

Il n'est pas inutile de remarquer non plus que les symétries n'ont quasiment jamais été utilisées, à de rares et importantes exceptions près, pour découvrir les lois physiques fondamentales. Ces dernières ont en effet souvent été mises à jour de manière empirique, que ce soit pour la loi de conservation de l'énergie ou les équations de Maxwell par exemple. Avec le recul, il est intéressant de constater que toutes ces lois découlent quasi-obligatoirement des symétries sous-jacentes aux théories physiques et de quelques principes fondamentaux<sup>1,2</sup> [3].

Ces quelques remarques faites, plongeons nous désormais dans le coeur du sujet, à commencer par quelques définitions et notions utiles.

### 1.1.1 Définitions

En géométrie, une figure est dite symétrique si elle est invariante sous un certain nombre de transformations. Ainsi, un carré est invariant sous l'action des rotations d'angle  $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$  ainsi que par les réflexions par rapport aux diagonales et aux médiatrices. De même, en physique, une loi est dite symétrique, par rapport à une transformation donnée, si la forme de l'équation qui exprime cette loi est invariante par l'action de cette transformation (rotation, translation), etc... Le principe fondamental de la dynamique,  $\sum_i \vec{F}_i = m \times d^2\vec{r}/dt^2$ , est ainsi invariante par rapport au renversement du temps ( $t \rightarrow -t$ ).

<sup>1</sup>principes quantique, de moindre action, causalité, localité, etc...

<sup>2</sup>A ce sujet, le lecteur intéressé pourra consulter la référence [2] dans laquelle la démonstration est faite que la loi fondamentale de la dynamique de Newton est une conséquence de l'invariance galiléenne et du principe de moindre action.

Notons que la notion de symétrie est équivalente à celle de non-observabilité ou d'indistinguabilité. Le fait qu'il n'y ait pas d'origine absolue de l'espace nous amène à postuler que la position absolue d'un point n'est pas observable. Chaque point de l'espace étant indistinguable d'un autre par une translation d'espace, il est alors légitime de penser que nos lois physiques sont invariantes par translation.

Une des propriétés remarquables des symétries est en outre l'existence de quantités conservées qui leur sont associées, comme l'a démontré Emmy Noether en 1918<sup>3</sup> [4]. La conservation de l'énergie pour un système isolé est en fait la conséquence d'invariance par translation dans le temps. De même, la conservation de l'impulsion est déduite de l'invariance par translations spatiales, évoquée précédemment. Citons finalement que l'invariance par rotations dans l'espace amène à la loi de conservation du moment cinétique.

### 1.1.2 Notions de Groupes

Il n'est pas ici question de traiter la théorie des groupes en détail, sujet bien trop vaste et dépassant largement le cadre de cette thèse. Cependant, nous allons introduire quelques notions utiles.

L'ensemble des symétries d'un système ou d'une théorie forme une structure mathématique appelée groupe. Pour un physicien, ce dernier est un ensemble de transformations (rotations, translations, transformations de Galilée ou de Lorentz, etc...) ainsi qu'une "table de compositions" entre ces transformations. Cette table doit vérifier les propriétés suivantes :

- la composition de deux transformations (aussi appelées éléments du groupe) doit être une transformation,
- il existe un élément neutre,
- pour tout élément du groupe, il existe un élément symétrique (appelé aussi "élément inverse"),
- la loi de composition du groupe est associative.

En outre, si les éléments du groupe commutent entre eux, on dit que le groupe est commutatif ou abélien<sup>4</sup>.

En fait, plus que les symétries elles-mêmes, on s'intéresse tout particulièrement à leurs effets sur les systèmes physiques que nous étudions. Nous appellerons alors représentation d'un groupe, l'action des transformations sur un système. Parmi les représentations d'un groupe, un intérêt spécial sera accordé à celles agissant linéairement sur les quantités physiques : les représentations linéaires. Ces dernières nous permettront par exemple de représenter l'action des symétries par des matrices.

### 1.1.3 Classification des symétries

Il est possible de distinguer les symétries de plusieurs manières :

- les symétries peuvent être discrètes (renversement du temps, réflexion par rapport à un axe) ou continues (rotation). Cette distinction amène à considérer deux grandes classes de groupes : les groupes discrets et les groupes continus (aussi appelés groupes de Lie).
- une symétrie peut en outre ne pas dépendre de l'espace-temps. Elle est alors dite "globale". Dans le cas contraire, elle est dite "locale".
- enfin, une symétrie peut agir sur l'espace-temps. Tel est le cas des rotations ou translations d'espace ainsi que des transformations spéciales de Lorentz par exemple. De telles symétries sont qualifiées de symétries "externes"<sup>5</sup>. Cependant, une symétrie peut égale-

---

<sup>3</sup>Plus exactement, c'est dans les cas des symétries dite "globales" que ce théorème est applicable. Voir plus loin.

<sup>4</sup>Ces groupes portent le nom de Niels Abel.

<sup>5</sup>On trouve aussi l'appellation "symétrie d'espace-temps"

ment agir de manière plus abstraite sur les objets physiques eux-mêmes. Nous parlerons alors de symétrie interne. Un des cas les plus remarquables est la symétrie de jauge, dont nous parlerons abondamment dans la suite.

### 1.1.4 Le groupe de Poincaré

Le Modèle Standard de la physique des particules (voir section 1.2) est une théorie quantique relativiste. L'espace physique considéré est donc celui de Minkowski. Le groupe d'isométrie de cet espace est le groupe de Poincaré. Il admet comme sous-groupes le groupe des translations d'espace-temps ainsi que le groupe de Lorentz. Il contient aussi les transformations discrètes de renversement du temps  $T$ , ainsi que des réflexions d'espace (aussi appelées parité  $P$ ). Toutes les théories composant le Modèle Standard étant relativistes, elles devront être invariantes, au minimum, sous le groupe de Poincaré.

Les représentations de ce groupe sont étiquetées par deux quantités fondamentales : la masse (nombre réel positif) et le spin (entier ou demi-entier). En fait, depuis les travaux d'Eugène Wigner, c'est ainsi que l'on définit une particule libre : c'est une représentation du groupe de Poincaré. En rajoutant de nouvelles contraintes de symétrie à la théorie (et donc, de nouvelles quantités conservées), nous pourrons étoffer la carte d'identité d'une particule de nouveaux nombres quantiques : charge électrique, de couleur, nombre baryonique, leptonique, etc...

### 1.1.5 L'invariance de jauge comme principe fondateur

Les symétries que nous avons évoquées jusqu'ici ne permettent pas de servir de base à la construction d'un modèle de la physique des particules. Pour cela, il nous faut faire appel à une symétrie interne appelée symétrie de jauge. Considérons le cas du Lagrangien  $\mathcal{L}_{\mathcal{D}}$  décrivant le champ de particules de spin  $1/2$  :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{D}} = \bar{\psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\psi \quad (1.1)$$

où  $\psi$  est un bi-spineur<sup>6</sup> et  $\gamma^{\mu}$  sont les matrices de Dirac. Ce lagrangien est, de manière évidente, invariant sous la transformation globale de phase du champ  $\psi$  :  $\psi \rightarrow \psi' = e^{-i\alpha}\psi$ . L'ensemble de ces transformations forme le groupe abélien  $U(1)$ <sup>7</sup>. Cette symétrie globale engendre, par le théorème de Noether, une quantité conservée : la charge électrique.

En revanche, ce lagrangien n'est pas invariant par rapport à une symétrie locale de  $U(1)$ . Qu'arriverait-il si nous imposions que ce soit le cas ? C'est la question que s'est posée Weyl [5] et qui sera ensuite généralisée par Yang et Mills [6]. Considérons un champ de matière  $\psi$  que nous voulons rendre invariant sous une transformation de jauge locale :  $\psi \rightarrow S\psi$ , où  $S$  est un facteur de phase dans le cas d'une transformation abélienne, et une matrice unitaire dans le cas des transformations non-abéliennes.  $S$  dépend des coordonnées d'espace-temps. Afin de garantir l'invariance de jauge locale, il est nécessaire d'étendre la notion de dérivée d'espace-temps usuelle  $\partial_{\mu}$  à ce que l'on appelle désormais la dérivée covariante  $D_{\mu}$ . Cette procédure implique l'ajout de nouveaux champs vectoriels  $A_{\mu}^a$  appelés champs de jauge :

$$\partial_{\mu} \rightarrow D_{\mu} = \partial_{\mu} - igT^a A_{\mu}^a \quad (1.2)$$

où  $g$  est une constante de couplage,  $T^a$  sont les générateurs du groupe de symétrie considéré, et  $a$  l'indice du  $a$ -ième générateur. Nous ne développerons pas ici tous les calculs, mais il est possible de montrer que la forme générale du lagrangien de Yang-Mills peut alors s'écrire :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^{\mu}D_{\mu} - m)\psi \quad (1.3)$$

<sup>6</sup>Un spineur est un objet à deux composantes qui engendrent les représentations du groupe  $SU(2)$ . C'est le groupe des matrices unitaires de déterminant 1 et de dimension 2.

<sup>7</sup> $U(N)$  est le groupe des matrices complexes unitaires de dimension  $N$ .

Nous avons été ici obligés d'introduire le terme  $F$  afin de décrire la dynamique du champ de jauge. Il s'exprime comme suit :

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf_{abc}A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.4)$$

avec  $f_{abc}$  les constantes de structure du groupe (complètement antisymétriques) définies par l'algèbre de Lie :  $[T_a, T_b] = iF_{ab}^c T_c$ . Notons que le dernier terme non-linéaire de  $F_{\mu\nu}^a$  est absent dans le cas abélien.

Le développement complet de ce lagrangien ferait naître, outre les termes cinétiques associés aux champs de matière  $\psi$  et aux champs de jauge  $A_\mu^a$ , des termes d'interactions entre  $\psi$  et  $A_\mu^a$ , ainsi que des termes d'auto-couplage entre ces mêmes  $A_\mu^a$ . Ces derniers sont de masse nulle. Il est tout à fait remarquable de constater que dans cette construction toutes les interactions ont été fixées uniquement par le fait d'imposer l'invariance de jauge locale. C'est le principe général des théories de Yang-Mills : rendre locale une symétrie globale afin d'engendrer la dynamique d'un système. Ce principe a été le guide de la construction du Modèle Standard de la physique des particules.

Notons finalement que dans le cas de l'Electro-Dynamique Quantique (aussi appelée  $QED$ <sup>8</sup>) [7], le groupe de jauge est  $U(1)$ . Il n'a qu'un seul générateur (le nombre 1 !) et la charge électrique  $e$  est la constante de couplage. Cette théorie décrit l'interaction entre les particules chargées électriquement (électrons, positrons, etc...) et le champ de jauge  $A_\mu$  appelé ici photon. Du fait de la structure abélienne du groupe  $U(1)$ , il n'y a pas de terme d'auto-interaction du photon.

### 1.1.6 Brisure de symétries

Les symétries uniquement peuvent-elles vraiment déterminer presque entièrement la dynamique d'un système ? Si tel était le cas, cela devrait nous être évident. Or, ce n'est pas le cas... A cela, plusieurs réponses sont possibles.

Par exemple, si l'énergie totale d'un système isolé est conservée, il n'en est pas forcément de même lorsque le système est en interaction avec l'environnement. La symétrie initiale est violée en raison d'un couplage avec l'environnement extérieur. On parle alors de brisure explicite de la symétrie.

En outre, il existe des problèmes possédant une symétrie sans que ses solutions la possèdent. Ainsi, un gaz porté à haute température peut avoir toutes les symétries des équations qui décrivent le mouvement des particules, alors qu'il peut se trouver à plus basse température dans un état qui n'est invariant que sous l'action d'un sous-groupe du groupe de symétries complet. Ce phénomène est appelé brisure spontanée de la symétrie. Il en existe de nombreux exemples dans divers domaines de la physique : aimantation spontanée d'un corps ferromagnétique en-dessous de sa température de Curie, cristaux liquides, etc... Pour tous ces systèmes, les symétries existantes sont cachées et ne nous paraissent pas évidentes... Cette notion de brisure spontanée joue un rôle majeur en physique. Nous en verrons un exemple dans la section 1.2.2 c).

## 1.2 Le Modèle Standard de la physique des particules

### 1.2.1 Panorama général

Le Modèle Standard (MS) est l'édifice théorique qui décrit les interactions entre les constituants fondamentaux de la matière, appelés particules. Celles-ci peuvent être classées en deux grandes catégories, distinguées par la valeur de leur spin.

<sup>8</sup>pour *Quantum Electrodynamics* en anglais.

Les particules ayant un spin demi-entier obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et sont donc soumises au principe d'exclusion de Pauli : il leur est interdit de se retrouver dans le même état quantique. Ces particules sont appelées fermions et composent ce que l'on appelle communément la matière. Elles peuvent elles-mêmes être divisées en deux catégories : les quarks et les leptons. Les quarks sont au nombre de 6. En plus des quarks u (*up*) et d (*down*) formant la matière ordinaire (protons, neutrons), il faut en ajouter quatre, découverts dans la deuxième moitié du XX<sup>e</sup> siècle. Le quark s (*strange*) fut découvert en 1947 avec la détection des kaons (K). Au cours de ce qui sera appelée la "révolution de Novembre", un quatrième quark, le c (*charm*), fut mis à jour avec la découverte de la particule  $J/\psi$ <sup>9</sup> [8] [9]. Quelques années plus tard (en 1977), il sera suivi par la découverte de la "beauté" (quark b) dans la particule  $\Upsilon$  [11]. Il faudra attendre la fin du XX<sup>e</sup> siècle et la découverte du quark top par les expériences DØ et CDF [12, 13] en 1995 pour compléter le tableau. Cependant, comme nous le verrons dans la section 1.4, les quarks n'existent pas à l'état libre. Ils doivent donc s'assembler pour former des particules composites appelées baryons (composées de trois quarks) ou mésons (composées d'un quark et d'un anti-quark). A l'heure actuelle, seuls ces états ont été observés, bien que d'autres soient théoriquement possibles comme le pentaquark. Les leptons, l'autre classe de fermions, sont également au nombre de six. Découvert à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, l'électron fut en fait la première particule élémentaire mise à jour. Il fut suivi par les autres leptons chargés électriquement : le muon en 1937 ([14]) et le tau en 1975 ([15]). A ces trois particules sont associés respectivement trois neutrinos : électronique (1953), muonique (1962) et tauique (2000).

Les quarks et leptons sont finalement regroupés au sein de trois familles (aussi appelées générations), en fonction de la masse des particules mais aussi de leur comportement vis-à-vis de l'interaction faible. La première famille est composée de l'électron, du neutrino électronique et des quarks u et d. Ils forment la matière ordinaire. Les deux autres familles ne sont présentes que dans les rayons cosmiques et lors de collisions dans des accélérateurs de particules. Notons finalement qu'à chacune de ces particules est associée une anti-particule ayant exactement les mêmes propriétés (masse, spin, ...) mais des nombres quantiques opposés (charge électrique, nombre leptonique, baryonique, etc...). L'organisation des trois familles de fermions est résumée dans le tableau 1.1.

	Leptons			Quarks		
	Nom	Masse (GeV)	Charge	Nom	Masse (GeV)	Charge
1ère génération	électron $e^-$	$0.511 \cdot 10^{-3}$	-1	u	$(1.5 \text{ à } 3.10)^{-3}$	2/3
	neutrino $\nu_e$	$< 2.10^{-6}$	0	d	$(3,5 \text{ à } 6.10)^{-3}$	-1/3
2ème génération	muon $\mu^-$	0.106	-1	c	1.27	2/3
	neutrino $\nu_\mu$	$< 0.19 \cdot 10^{-3}$	0	s	$104 \cdot 10^{-3}$	-1/3
3ème génération	tau $\tau^-$	1.777	-1	t	172.4	2/3
	neutrino $\nu_\tau$	$< 18 \cdot 10^{-3}$	0	b	4.2	-1/3

TAB. 1.1 – Tableau récapitulatif des fermions du Modèle Standard [16]. Les anti-particules correspondantes ont des charges opposées.

Les particules élémentaires ayant un spin entier sont appelées bosons et obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Dans la vision moderne de la physique des particules, les bosons sont les médiateurs des quatre interactions fondamentales. Ainsi, la répulsion entre deux électrons est décrite par l'échange de photons entre ces deux fermions. Le photon est ainsi le boson (dit de jauge) de l'interaction électromagnétique. Celle-ci est responsable des phénomènes d'aimantation par exemple et plus généralement des interactions entre particules chargées électriquement.

<sup>9</sup>Notons que l'existence du quark charmé avait été prédite quelques années plus tôt par Glashow, Iliopoulos et Maiani (mécanisme GIM [10]).

L'interaction faible se manifeste notamment dans la désintégration radioactive  $\beta$  dans laquelle un neutron se transforme en proton. Trois bosons de jauge y sont associés : les  $W^\pm$  et le  $Z^0$ . L'interaction forte est responsable de la cohésion des noyaux atomiques et des hadrons<sup>10</sup>. Elle est véhiculée par 8 bosons appelés gluons. L'interaction gravitationnelle est négligeable aux énergies actuellement atteignables par les collisionneurs. Elle ne commence à jouer un rôle significatif qu'à l'échelle d'énergie dite de Planck ( $\approx 10^{19}$  GeV). Elle est actuellement décrite par la relativité générale et reste pour l'instant impossible à formaliser de manière satisfaisante en théorie quantique. Elle n'est donc pas incluse dans le Modèle Standard. L'éventuel boson qui lui serait associé, le graviton, serait de spin 2.

Un dernier élément vient clore l'édifice du Modèle Standard : le boson de Higgs. C'est un boson scalaire de spin 0. Non encore découvert, sa recherche au TeVatron est le sujet de la thèse présentée dans ce manuscrit. De plus amples détails sur ses propriétés et la nécessité de son existence seront donnés dans la suite de ce chapitre. Le tableau 1.2 résume les différents bosons du Modèle Standard.

Nom	Spin	Charge	Masse (GeV)
photon ( $\gamma$ )	1	0	0
$W^\pm$	1	$\pm 1$	80.403
$Z^0$	1	0	91.188
gluons (g)	1	0	0
Boson Higgs (H)	0	0	>114.4 @ 95% C.L.

TAB. 1.2 – Tableau récapitulatif des bosons du Modèle Standard [16]. C.L. signifie Confidence Level.

### 1.2.2 Lagrangien du MS

Après ces considérations qualitatives et générales, il est désormais temps de donner quelques détails quantitatifs.

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs basée sur les travaux de Yang et Mills. Le lagrangien qui le décrit est bâti sur l'invariance de jauge locale des groupes [17, 18] :

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.5)$$

où :

- $SU(3)_c$  est le groupe non-abélien de la chromodynamique quantique ( $QCD^{11}$ ) décrivant l'interaction forte. La mention  $c$  réfère à la charge de couleur des particules sensibles à cette interaction.
- $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  sont les groupes d'isospin et d'hypercharge, respectivement. Le produit direct de ces deux groupes a servi à l'unification électro-faible.  $L$  (pour *Left*) désigne les doublets de fermions gauches au sens de la chiralité. Ce concept, ainsi que celui d'hypercharge, seront détaillés dans le paragraphe suivant.

#### a) Le secteur fermionique

Les fermions sont caractérisés par leur comportement sous l'action des groupes de jauge du Modèle Standard.

L'interaction faible ne conserve pas l'opération de conjugaison de charge  $C$  qui transforme une particule en son anti-particule. Elle ne conserve pas non plus la parité  $P^{12}$ . Afin de prendre en

<sup>10</sup>Les hadrons sont les particules composites soumises à l'interaction forte : baryons et mésons.

<sup>11</sup>pour *Quantum Chromodynamics* en anglais.

<sup>12</sup>En fait, elle ne conserve pas non plus le produit  $CP$ .

compte ce dernier point, nous sommes amenés à distinguer les fermions de chiralité<sup>13</sup> différente. Ceux-ci ont un comportement différent sous l'action du groupe  $SU(2)_L$  : les fermions de chiralité gauche ( $L$ ) sont des doublets alors que ceux de chiralité droite ( $R$ ) sont des singlets. Nous pouvons alors écrire les trois familles sous la forme [19] :

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_{R^-}, \quad Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R \quad (1.6)$$

$$L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_{R^-}, \quad Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R \quad (1.7)$$

$$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_{R^-}, \quad Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R \quad (1.8)$$

Dans la suite, on notera  $e_{R^-}, \mu_{R^-}, \tau_{R^-}$  comme  $e_{R_1}, e_{R_2}$  et  $e_{R_3}$ , respectivement. De même, on notera  $u_R, c_R, t_R$  comme  $u_{R_1}, u_{R_2}, u_{R_3}$ , et  $d_R, s_R, b_R$  comme  $d_{R_1}, d_{R_2}, d_{R_3}$ .

Dans ce modèle, les neutrinos (resp. anti-neutrinos) n'ont pas de masse (ce qui est contredit par les expériences récentes) et leur composante droite (resp. gauche) n'apparaît pas. Ces problèmes n'ayant pas d'importance pour ce que nous voulons discuter ici, nous nous contenterons de les ignorer. En outre, par souci de clarté, nous avons omis l'indice que devraient porter les quarks. Ils existent en effet sous trois formes différentes, correspondant à trois valeurs de la charge de couleur de l'interaction forte.

Par ailleurs, l'invariance sous l'action du groupe abélien  $U(1)_Y$  implique la conservation d'une quantité notée  $Y$  et appelée hypercharge. Elle est reliée à la charge électrique  $Q$  et l'isospin faible  $T_3$  par la relation de Gell-Mann et Nishijima :

$$Y = 2 \times (Q - T_3) \quad (1.9)$$

Les valeurs prises par l'hypercharge sont :  $Y_{L_i} = -1, Y_{e_{R_i}} = -2, Y_{Q_i} = 1/3, Y_{u_{R_i}} = 4/3$  et  $Y_{d_{R_i}} = -2/3$ , avec  $i=1, 2$  ou  $3$ . Qui plus est, les quarks sont des triplets de  $SU(3)_c$  tandis que les leptons sont des singlets de couleur. Ces considérations amènent à la relation :

$$\sum_f Y_f = \sum_f Q_f = 0. \quad (1.10)$$

Celle ci assure l'annulation des anomalies chirales pour chaque génération<sup>14</sup>.

## b) Le secteur bosonique

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1.5, imposer l'invariance de jauge locale oblige à redéfinir la dérivée usuelle  $\partial_\mu$  et fait naître de nouveaux champs : les bosons de jauge. Dans le cas du Modèle Standard, la dérivée covariante  $D_\mu$  ainsi obtenue s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s T_a G_\mu^a - ig_2 J_a W_\mu^a - ig_1 \frac{Y_q}{2} B_\mu \quad (1.11)$$

avec :

- $G_\mu^a$  les gluons médiateurs de l'interaction forte,  $g_s$  la constante de couplage de cette interaction et  $T_a$  les générateurs du groupe  $SU(3)_c$  ( $a=1, \dots, 8$ ).
- $W_\mu^a$  les trois bosons de jauge du groupe  $SU(2)_L$ ,  $g_2$  sa constante de couplage et  $J_a$  les générateurs de ce même groupe ( $a=1, 2$  ou  $3$ ).

<sup>13</sup>Pour des particules de masse nulle, l'hélicité, définie comme la projection du spin sur l'impulsion, s'identifie à la chiralité.

<sup>14</sup>Notons aussi que cela préserve la renormalisabilité de la théorie électro-faible. Ce concept sera expliqué plus loin.

- $B_\mu$  est le boson de jauge associé au groupe  $U(1)_Y$  et  $g_1$  sa constante de couplage.

Cette dérivée définit les couplages entre les champs fermioniques  $\psi$  et les champs de jauge  $V_\mu$  :  $-g_i \bar{\psi} V_\mu \gamma^\mu \psi$ .

En outre, le terme cinétique  $\mathcal{L}_g$  associé à ces bosons prend la forme suivante :

$$\mathcal{L}_g = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.12)$$

avec :  $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ .  $G_{\mu\nu}^a$  et  $W_{\mu\nu}^a$  ont la même forme que le terme explicité dans l'équation 1.4. De par la structure non-abélienne des groupes  $SU(2)_L$  et  $SU(3)_c$ , on s'attend à des couplages entre les bosons de jauge.

Dans de telles conditions, le lagrangien  $\mathcal{L}_{SM}$  du Modèle Standard s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} &= \mathcal{L}_g \\ &+ \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu e_{R_i} + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu u_{R_i} + \bar{d}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu d_{R_i} \\ &= \mathcal{L}_g + \mathcal{L}_f \end{aligned}$$

À ce stade, ce lagrangien ne contient pas de termes de masse. Si les gluons et le photon sont effectivement de masse nulle, il n'en est pas de même pour les fermions ou les bosons de l'interaction faible. Ces derniers ont en effet été mis en évidence par la collaboration UA1 en 1983 [20, 21] et leurs masses respectives approchent les 100 GeV (voir tableau 1.2). Il nous faudra donc remédier à ce problème.

L'ajout de termes du type  $-m_f \bar{\psi} \psi$  pour les fermions ne posent aucun problème car ils sont invariants du point de vue de  $SU(3)_c$ . En revanche, ils brisent explicitement la symétrie de  $SU(2)_L$ . De plus, des termes du type  $\frac{1}{2} M_V^2 W_\mu W^\mu$  pour les bosons de jauge ne sont pas invariants localement sous l'action de  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ .

En soi, la brisure de symétrie explicite causée par l'ajout de ces termes pourrait n'avoir qu'une importance mineure. Cependant, cela rend la théorie non-renormalisable. Résumons en quelques mots l'idée de renormalisation. Dans les calculs effectués en théorie quantique des champs, des intégrales infinies apparaissent inévitablement. La procédure dite de renormalisation se propose d'absorber ces infinis par une redéfinition des constantes de couplage, des masses et des champs. Cela a notamment pour conséquence d'introduire le concept de constante de couplage effective, qui dépend alors d'une échelle d'énergie dite de renormalisation. Nous reparlerons brièvement de ce concept dans la section 1.4.

Finalement, une théorie est dite renormalisable si le nombre de paramètres effectifs à utiliser est fini. Une théorie non-renormalisable n'est physiquement pas viable. Dans le cas qui nous intéresse, il nous faut donc trouver un moyen de donner des masses aux particules tout en conservant notre symétrie de jauge. C'est le sujet du prochain paragraphe.

### c) L'harmonie brisée ou la génération des masses

La solution au problème évoqué au paragraphe précédent a été imaginée à la fin des années 60, indépendamment par Peter Higgs [22], Robert Brout et François Englert [23] ainsi que par Gerald Stanford Guralnik, Carl Richard Hagen et Thomas Walter Bannerman Kibble [24]. Il est communément appelé dans la littérature "mécanisme de Higgs". Nous allons ici nous concentrer plus particulièrement sur le cas des bosons de jauge et oublier pour le moment le groupe  $SU(3)_c$ . Il nous faut donner une masse aux bosons  $W$  et  $Z$ , tout en gardant une masse nulle pour le photon.

L'idée consiste à introduire dans le lagrangien du Modèle Standard un doublet de champs scalaires complexes  $\Phi$  du groupe  $SU(2)$  :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

Le doublet de champs choisi a une hypercharge égale à 1 et il est décrit par le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.13)$$

Le premier terme est le terme cinétique d'un champ scalaire, les deux autres termes forment le potentiel scalaire le plus général possible invariant sous  $SU(2)_L$  et renormalisable. Ici,  $\mu^2$  est négatif et  $\lambda$  est positif. La figure 1.1 montre la forme que prend ce potentiel dans un espace à deux dimensions. Dans la littérature, il est souvent qualifié de "chapeau mexicain".

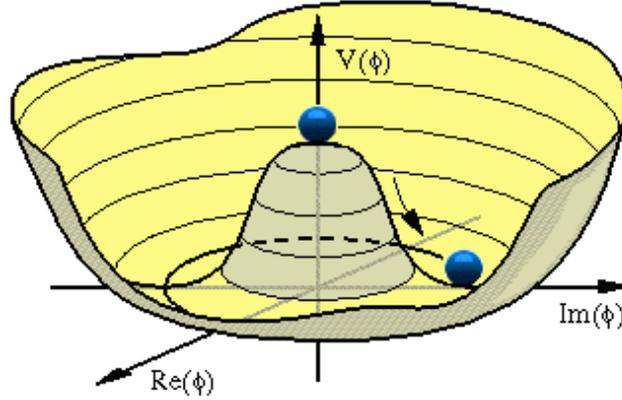


FIG. 1.1 – Exemple de potentiel en forme de "chapeau mexicain" utilisé dans le mécanisme de Higgs.

Avec  $\mu^2 < 0$ , la composante neutre du doublet va développer une valeur moyenne non nulle dans la vide, notée  $vev$ <sup>15</sup> :

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$$

Cette  $vev$  n'a pas la symétrie de  $SU(2)_L$  ni de  $U_Y$ . Nous nous retrouvons donc dans le cas où le lagrangien est symétrique par rapport à  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , mais pas l'état du vide prédit par ce lagrangien. Cependant, la  $vev$  est invariante sous l'action du groupe  $U(1)_{em}$ . Nous avons donc brisé spontanément l'invariance de jauge  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  en  $U(1)_{em}$ , le groupe de jauge de l'électromagnétisme.

Ce nouveau potentiel brisant la symétrie ayant été ajouté, il s'agit désormais de développer la théorie au voisinage du minimum de ce potentiel pour en examiner l'effet sur les bosons présents dans notre lagrangien. Au premier ordre, le doublet de champs scalaires devient :

$$\Phi = e^{(\frac{i}{v}\theta_a(x)\tau_a)} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = U(x) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

où nous avons introduit  $\theta_a(x)$  et  $h(x)$ , des champs qui s'annulent dans le vide.  $\tau_a$  sont les matrices de Pauli (a=1, 2 ou 3). Les champs  $\theta_a(x)$  sont des bosons de Goldstone de masse nulle apparaissant après avoir brisé une symétrie continue [25].  $U(x)$  est une matrice unitaire représentant une transformation de jauge de  $SU(2)$ . En fixant la jauge (dite jauge unitaire), il est possible d'éliminer les modes de Goldstone. Si nous ré-introduisons désormais l'expression 1.14 dans l'équation 1.13, et que nous définissons de nouveaux champs au moyen de combinaisons

<sup>15</sup>pour *vacuum expected value* en anglais.

linéaires judicieuses, nous obtenons :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (1.15)$$

$$Z_\mu^0 = W_\mu^3 \sin(\theta_w) - B_\mu \cos(\theta_w) \quad (1.16)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \cos(\theta_w) + B_\mu \sin(\theta_w) \quad (1.17)$$

où  $\theta_w$  est l'angle de Weinberg, défini par :

$$\cos(\theta_w) = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.18)$$

Ces combinaisons linéaires ont été choisies de telle manière que le terme de masse du champ  $A_\mu$  associé au photon soit nul. Les trois bosons de Goldstone  $\theta_a(x)$  sont absorbés par les bosons  $W^\pm$  et  $Z$  pour former leurs composantes longitudinales. Ces derniers acquièrent ainsi une masse donnée, à l'ordre des arbres, par les relations suivantes :

$$M_{W^\pm} = \frac{g_2 v}{2} \quad (1.19)$$

$$M_{Z^0} = \frac{v}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \quad (1.20)$$

Il est aisé de constater que ces masses sont reliées par l'angle de Weinberg :

$$\frac{M_{W^\pm}}{M_{Z^0}} = \cos(\theta_w). \quad (1.21)$$

Il reste finalement le champ  $h(x)$  que nous appellerons champ de Higgs. Il correspond à un boson scalaire électriquement neutre dont la masse est donnée par :

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{(2\lambda v^2)} \quad (1.22)$$

Pour conclure, le mécanisme de Higgs permet donc de briser spontanément l'harmonie créée par les groupes  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Les symétries résiduelles de la théorie sont alors  $U(1)_{em}$  et  $SU(3)_c$ . Les bosons de jauge acquièrent une masse, mais pas le photon, en accord avec l'expérience. Tout cela se fait au prix de l'introduction d'une nouvelle particule : le boson de Higgs. Sa masse est un paramètre libre du modèle et il n'a pas encore été observé expérimentalement. De plus amples détails sur les recherches effectuées jusqu'à présent ainsi que sur les contraintes théoriques sur sa masse seront donnés dans la section 1.5. Les modes de production et de désintégration seront également décrits.

#### d) Le cas des fermions

Jusqu'ici, nous avons uniquement discuté de la génération des masses pour les bosons de jauge. Le mécanisme de Higgs permet également de donner une masse aux fermions. Pour chacune des familles, on peut introduire un lagrangien dit de Yukawa  $\mathcal{L}_{Yukawa}$ , invariant sous  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , à l'aide du même champ scalaire  $\Phi$  et du doublet d'isospin  $\Phi_c = i\tau_2 \Phi^*$  d'hypercharge  $Y=-1$ .  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  s'écrit alors comme :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\lambda_e \bar{L}_L \Phi e_R - \lambda_d \bar{Q}_L \Phi d_R - \lambda_u \bar{Q}_L \Phi_c u_R + \text{conjugué hermitien} \quad (1.23)$$

où les  $\lambda_i$  sont appelés couplages de Yukawa. En répétant le même exercice que pour les bosons de jauge, on peut alors montrer que les fermions acquièrent une masse du type :

$$m_f = \lambda_f \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.24)$$

Comme il n'existe pas de neutrino droit dans le Modèle Standard, les neutrinos conservent une masse nulle. Les termes  $\lambda_f$  traduisent l'intensité du couplage des fermions avec le boson de Higgs : celle-ci est proportionnelle à la masse des fermions. Ces termes sont arbitraires dans le Modèle Standard. Par conséquent, les masses des fermions sont des paramètres libres, au même titre que les constantes de couplage ou la valeur dans le vide (*vev*) du champ de Higgs.

### e) Matrice de mélange

Les observations expérimentales montrent que les quarks peuvent changer de saveur par l'intermédiaire de l'interaction faible. Ainsi, un quark charmé par exemple peut se désintégrer selon  $c \rightarrow W^*s$  ou  $c \rightarrow W^*d$ . Ceci montre que les états propres de masse des quarks ( $d, s, b$ ), intervenant dans le lagrangien des fermions libres, ne sont pas des états propres de l'interaction faible ( $d', s', b'$ ). Ce mélange est caractérisé par une matrice complexe unitaire appelée matrice Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [26], qui donne l'intensité relative des couplages entre les trois familles :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

La norme des éléments diagonaux est proche de l'unité, ce qui favorise les couplages au sein d'une même famille. Lorsque l'on s'éloigne de la diagonale, la norme des éléments diminue. Les termes non-diagonaux non nuls sont responsables de la majorité des désintégrations des hadrons étranges, charmés et beaux. Cette matrice possède quatre paramètres libres : trois angles et une phase. Cette dernière est à l'origine de la violation de CP dans les interactions faibles.

### f) Bilan

Le lagrangien du Modèle Standard  $\mathcal{L}_{SM}$  peut finalement s'écrire :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_b + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.25)$$

Les interactions électromagnétiques et faibles ont été englobées au sein de ce qu'il est convenu d'appeler l'unification électro- faible. Ce terme est cependant un peu abusif en raison de l'existence de deux constantes de couplages différentes, associées à chacune des interactions. La chromodynamique quantique est en revanche découplée mathématiquement de l'interaction électro- faible. Le mécanisme de Higgs permet de générer les masses des fermions et bosons de jauge de la théorie tout en ne brisant pas explicitement les symétries du modèle. Il introduit cependant une nouvelle particule, le boson de Higgs, pas encore mis à jour expérimentalement.

La renormalisabilité du Modèle Standard a été démontrée dans les années 70 [27]. Ceci permet de mener à bien des calculs sur des observables et donc de comparer cette théorie aux observations expérimentales. Comme nous le verrons dans la section suivante, ces comparaisons ont été nombreuses et fructueuses. Ce modèle contient 19 paramètres libres : 3 constantes de couplage, 9 masses de fermions, 2 paramètres pour le secteur du Higgs, 3 angles et 1 phase de la matrice CKM ainsi qu'un paramètre de violation de CP pour l'interaction forte.

## 1.3 Splendeurs et insuffisances du Modèle Standard

### 1.3.1 Splendeurs et succès

Au cours du XX<sup>e</sup> siècle, de nombreuses expériences ont participé à la construction du Modèle Standard, ainsi qu'à la confirmation de ses prédictions. La découverte des différents quarks et leptons (discutée dans la section 1.2.1), celle des gluons à DESY ou des courants neutres en

Section 1.3 : Splendeurs et insuffisances du Modèle Standard

1973 auprès de la chambre à bulles GARGAMELLE au CERN [28], furent autant de nouvelles briques à apporter à l'édifice ou de succès du modèle. L'observation des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  fut une consécration de cette théorie élaborée et formalisée par Steven Weinberg, Abdus Salam et Sheldon Glashow. Le prix Nobel leur fut décerné en 1979. Que ce soit dans les nombreux tests effectués au LEP, ou dans l'étude de la violation de CP dans les systèmes de kaons ou des mésons B, jamais le Modèle Standard n'a été mis en défaut.

La figure 1.2 montre l'accord général entre l'ajustement des données du Modèle Standard et les mesures expérimentales pour la vingtaine d'observables testées. La plus grande déviation est à mettre au crédit de l'asymétrie avant-arrière de quarks b  $A_{FB}^{0,b}$ , sans pour autant être assez significative pour remettre en cause le Modèle Standard.



July 2008

FIG. 1.2 – Résumé des mesures de précision électrofaibles effectuées à LEP1, LEP2, SLC et au Tevatron. Les résultats des ajustements du Modèle Standard, incluant toutes les corrections radiatives, sont aussi montrés [29].)

### 1.3.2 Un modèle imparfait

Comme nous venons de le voir, le Modèle Standard offre une description tout à fait remarquable des phénomènes ayant lieu à une échelle d'énergie de l'ordre de la centaine de GeV. Cependant, nous ne pouvons nous empêcher d'y trouver quelques failles ou insuffisances, de natures expérimentales ou conceptuelles. En voici un petit florilège :

**La gravitation.** Nous avons déjà évoqué ce problème dans la section 1.2.1. Une théorie englobant dans un même cadre quantique le Modèle Standard et la relativité générale serait une avancée majeure. Bien que ce soit l'ambition avouée de la théorie des cordes, celle-ci n'est pas encore totalement viable.

**Les familles.** Le Modèle Standard ne prédit ni n'explique leur nombre (3) et encore moins leur structure commune (2 quarks et 2 leptons).

**Les paramètres libres.** Là encore, la théorie n'explique pas leur nombre (19). Cela ne remet pas en cause le MS dans sa forme actuelle, mais un modèle qui permettrait de prédire leurs valeurs serait bien plus satisfaisant.

**La brisure de symétrie électro-faible.** L'origine de cette brisure reste pour le moment mystérieuse. Le mécanisme de Higgs fournit une solution mais pose un nouveau problème : l'existence d'un champ scalaire appelé boson de Higgs. Bien que l'idée soit séduisante, ce boson n'a toujours pas été observé expérimentalement.

**L'unification des couplages.** Les équations du groupe de renormalisation permettent d'extrapoler à très haute énergie (environ  $10^{16}$  GeV) les valeurs des constantes de couplage des interactions décrites par le Modèle Standard. Comme le montre la figure 1.3 ces valeurs tendent à converger mais ne se recoupent pas en un point unique. Il est alors légitime de se demander si ce comportement n'est pas du à une invalidité du Modèle Standard à des énergies supérieures à l'échelle d'énergie électro-faible  $\lambda_{SM}$  (environ 100 GeV).

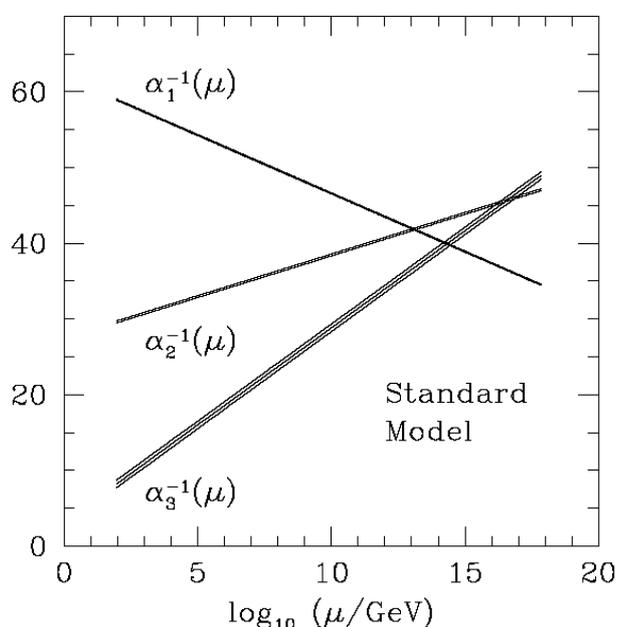


FIG. 1.3 – Évolution des constantes de couplage du Modèle Standard.

**Le problème de hiérarchie.** Pour continuer sur le même genre d'idées, nous sommes en droit de nous étonner de l'énorme différence (17 ordres de grandeur !) qui existe entre  $\lambda_{SM}$  et l'échelle de Planck. Existe-t-il donc des échelles d'énergie intermédiaires où la physique est différente, ou bien est-ce le "grand désert" ? Le Modèle Standard ne peut répondre à cette question. Ce problème entraîne celui dit de **naturalité** qui intervient dans les calculs des corrections

radiatives à la masse du boson de Higgs  $m_H$ . Les diagrammes de Feynman contribuant aux corrections radiatives à une boucle sont montrés sur la figure 1.4. Ils impliquent des boucles contenant les bosons de jauge massifs, les fermions ainsi que le boson de Higgs lui-même. En ne conservant que les contributions dominantes, on peut écrire :

$$\begin{aligned} m_H^2 &= (m_H^0)^2 + \Delta m_H^2 \\ &= (m_H^0)^2 + \frac{3\lambda^2}{8\pi^2 v^2} [m_H^2 + 2m_W^2 + 2m_Z^2 - 4m_{top}^2] \end{aligned}$$

Seule la contribution du quark le plus lourd (le top) a été retenue. ( $m_H^0$ ) est la masse “nue” (en l’absence d’interactions) du boson de Higgs. Les divergences quadratiques qui apparaissent dans le terme  $\Delta m_H^2$  peuvent être absorbées jusqu’à une échelle d’énergie  $\Lambda$  dite de *cut-off*. Le choix de la valeur de  $\Lambda$  est arbitraire et définit l’échelle d’énergie au-delà de laquelle la théorie n’est plus valide. En fixant  $\Lambda$  à l’échelle de Planck et en voulant conserver une masse du boson de Higgs comprise entre 100 GeV et 1 TeV<sup>16</sup>, il faut procéder à un ajustement fin de  $m_H^0$  et de  $\Delta m_H$  jusqu’à 36 décimales ! Bien que techniquement possible, cet ajustement ne semble pas très naturel.

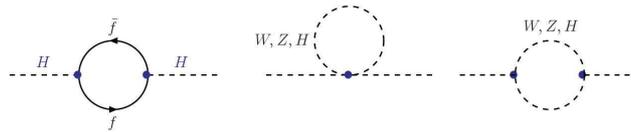


FIG. 1.4 – Diagrammes de Feynman intervenant dans les corrections à une boucle de la masse du boson de Higgs.

**La masse des neutrinos.** A la fin des années 1990, les données de l’expérience japonaise SuperKamiokande révélèrent un déficit dans les flux attendus de neutrinos solaires et atmosphériques [30]. Ce résultat fut interprété comme provenant de l’oscillation de la saveur des neutrinos. A la manière de la matrice CKM, une matrice de mélange, dite PMNS<sup>17</sup>, peut être construite et la mesure des angles qui y apparaissent est l’objet de nombreuses expériences. Cependant, ce phénomène d’oscillations n’est possible que si les neutrinos ont une masse (même très faible), ce qui n’est pas inclus dans le Modèle Standard. Le mécanisme, (dit *see-saw*), permet de modifier le MS afin de prendre en compte les oscillations, mais l’explication n’est pas naturelle. En l’état, l’oscillation des neutrinos peut être considérée comme la première manifestation directe de physique au-delà du Modèle Standard.

**La matière et l’énergie noire.** Les résultats récents de la cosmologie montrent que notre Univers est essentiellement constitué de matière qui n’émet pas de radiations électromagnétiques. Celle-ci est alors qualifiée de “noire”. Les neutrinos étant, après les photons, les particules les plus abondantes dans l’Univers, ils constituent sûrement une partie de cette matière noire. Une autre partie est probablement d’origine baryonique, mais un consensus s’est aujourd’hui formé autour de l’idée que la contribution majeure provient de particules non encore connues. Par conséquent, le Modèle Standard ne fournit pas de candidat crédible à la matière noire et ne permet pas de résoudre ce problème. L’univers est en outre composé à environ 70% d’énergie noire, formant alors la composante majeure de sa densité d’énergie actuelle. Sa nature reste à ce jour inconnue.

<sup>16</sup>Ces bornes sont requises par des arguments théoriques et expérimentaux que nous expliciterons dans la section 1.5.

<sup>17</sup>pour Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakat.

### 1.3.3 Vers une nouvelle physique ?

Les succès du Modèle Standard sont nombreux et impressionnants. Ses insuffisances, tant sur le plan expérimental que conceptuel, tendent cependant à faire penser que ce n'est pas la théorie "ultime" mais plutôt un modèle effectif à basse énergie. Dès l'avènement de la construction de Weinberg, Salam et Glashow, de nombreux modèles ont été mis sur pied afin de résoudre une ou plusieurs des failles mises à jour dans le paragraphe précédent. En la matière, le foisonnement théorique est riche et dense et ces modèles comptent de célèbres candidats comme la supersymétrie, la techni-couleur ou bien les dimensions d'espace supplémentaires<sup>18</sup>. En revanche, malgré d'intenses recherches, la moisson d'observations de physique au-delà du Modèle Standard reste bien faible. Que ce soit à HERA, au LEP ou au TeVatron, aucune manifestation tangible n'a été aperçue pour l'instant.

L'échelle à laquelle cette hypothétique nouvelle physique apparaîtrait reste donc inconnue, ce qui constitue un des défis majeurs de ce début de XXI<sup>e</sup> siècle.

## 1.4 Interlude phénoménologique : les collisions $p\bar{p}$

Avant d'explorer plus en détail les propriétés du désormais fameux boson de Higgs, il est nécessaire de s'attarder quelques instants sur plusieurs résultats marquants de la chromodynamique quantique (QCD). Les recherches présentées dans ce manuscrit ont en effet pris place auprès d'un collisionneur proton-antiproton, le TeVatron. La phénoménologie des collisions hadroniques est bien plus complexe que celle des collisions leptoniques, comme celles étudiées au LEP par exemple, et quelques notions doivent être explicitées. Celles-ci font intervenir les développements qui ont eu lieu durant le XX<sup>e</sup> siècle pour comprendre l'interaction forte et ont amené à la formulation actuelle de la QCD.

### 1.4.1 Liberté asymptotique, confinement et fragmentation

Comme nous l'avons évoqué dans la section 1.2.2 b), la procédure de renormalisation nous oblige à redéfinir un certain nombre de paramètres de la théorie par rapport à une échelle d'énergie arbitraire appelée échelle de renormalisation ( $\mu_R$ ). Nous choisissons ici  $\mu_R^2 = Q^2$ , où  $Q^2$  est l'impulsion transférée dans le processus considéré<sup>19</sup>.

Les équations du groupe de renormalisation nous permettent par exemple de calculer l'évolution de la constante de couplage effective de l'interaction forte  $\alpha_s$  (par convention,  $\alpha_s = g_s/4\pi$ ) par rapport à une échelle d'énergie fixée  $\mu_0$  :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu_0^2)}{1 + \alpha_s(\mu_0^2)\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\mu_0^2}} \quad \text{avec : } \beta_0 = \underbrace{\frac{11}{3}N_c}_{\text{gluons}} - \underbrace{\frac{2}{3}n_f}_{\text{quarks}} \quad (1.26)$$

où la fonction  $\beta_0$  reçoit la contribution des gluons et des quarks.  $N_c$  est le nombre de couleurs, et  $n_f$  le nombre de saveurs de quarks. Dans le Modèle Standard,  $N_c=3$  et  $n_f=6$ , ce qui conduit à une valeur de  $\beta_0$  négative. Ainsi, à grand moment transféré  $Q^2$  (équivalent à une courte distance), la constante de couplage  $\alpha_s(Q^2)$  tend vers 0. C'est le phénomène dit de **liberté asymptotique**. Qualitativement, il peut être compris comme suit. Un quark isolé  $q_c$ , porteur d'une charge de couleur, polarise le vide autour de lui : des paires virtuelles de quarks sont créées. Les quarks de même charge tendent à être repoussés par le quark isolé tandis que ceux de charges opposés sont attirés, contribuant alors à atténuer en partie le champ créé par le

<sup>18</sup>Pour une plus ample revue de détails de ces modèles, le lecteur intéressé pourra se référer à [32].

<sup>19</sup>En fait, ce choix nous est imposé par l'invariance sous le groupe de renormalisation afin d'obtenir une série perturbative dont les coefficients restent petits [31].

quark isolé. On parle alors de phénomène d'écrantage. A mesure que l'on se rapproche de  $q_c$ , l'effet du vide se fait moins sentir et la charge effective augmente. Cependant, la polarisation du vide crée aussi des gluons virtuels. Ceux-ci sont porteurs d'une charge de couleur mais aussi d'une charge d'anti-couleur et créent alors un effet, dit d'anti-écrantage, opposé à celui des quarks. Compte tenu des valeurs de  $N_c$  et de  $n_f$ , l'effet des gluons est prépondérant et la charge effective diminue avec la distance [33]. La découverte de ce phénomène a valu le Prix Nobel à David J. Gross, H. David Politzer et Frank Wilczek en 2004 [18].

Intéressons nous désormais au cas où  $Q^2$  devient petit. Dans ces conditions la constante de couplage  $\alpha_s$  augmente et la QCD entre alors dans un régime non-perturbatif de la théorie et le développement en diagrammes de Feynman n'est plus permis. Les calculs utilisent des techniques complexes dites de "lagrangien effectif" ou de "QCD sur réseau". Bien que mal connu du point de vue quantitatif, nous pouvons tout de même esquisser une explication qualitative de ce qu'il se passe dans de tels régimes. L'intensité de l'interaction entre deux quarks augmente avec la distance qui les sépare. Par conséquent, un quark (ou un gluon) ne peut exister à l'état libre car il a tendance à attirer vers lui toute autre particule colorée : c'est le **confinement**. Les seuls états liés stables autorisés doivent être non-colorés ("blancs") : mésons ou baryons.

Ce processus a une conséquence directe dans les recherches que nous effectuons. En effet, les collisions protons-antiprotons au TeVatron produisent des quarks ou des gluons très énergétiques. En raison du confinement, ceux-ci ne peuvent être libres. Ils polarisent le vide autour d'eux jusqu'à ce que la distance qui les sépare favorise énergétiquement la création d'une nouvelle paire de quark et d'anti-quark. Ce processus peut ensuite se répéter avec les nouvelles entités créées, formant alors une multitude de hadrons. C'est le phénomène de **fragmentation** ou d'**hadronisation**. L'impulsion des particules ainsi produites est alignée avec le quark ou le gluon initial. Les hadrons sont regroupés spatialement et forment ce qu'il est convenu d'appeler un *jet*.

## 1.4.2 Collisions hadroniques

Le TeVatron est un accélérateur qui permet de mettre en collision des protons et des anti-protons à une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  de 1.96 TeV. A cette énergie, la QCD est dans un régime perturbatif. Le proton et l'anti-proton sont des objets composites et ce sont en fait leurs constituants, appelés partons, qui interagissent. Ces derniers peuvent être soit l'un des trois quarks formant le proton (quarks de valence), soit un des quarks virtuels venant de la polarisation du vide (quarks de la mer) ou bien un gluon. En outre, les résidus des hadrons qui ne participent pas à la collision dite "dure" emportent en général la plus grosse part de l'énergie disponible.

Le théorème de factorisation (TF) nous permet d'écrire la section efficace  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow X)$  de tels processus comme :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow X) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_i dx_j f_i^p(x_i, \mu_F^2) f_j^{\bar{p}}(x_j, \mu_F^2) \bar{\sigma}(ij \rightarrow X, \hat{s}, \mu_F^2, \mu_R^2) \quad (1.27)$$

où :

- $X$  est l'état final considéré et  $\hat{s}$  est l'énergie dans le centre de masse.
- $x_i$  (resp.  $x_j$ ) est la fraction d'impulsion emportée par le parton  $i$  (resp.  $j$ ).
- $\bar{\sigma}(ij \rightarrow X)$  est la section efficace du processus au niveau partonique. Elle est calculable perturbativement.
- $\mu_F^2$  (resp.  $\mu_R^2$ ) est l'échelle dite de factorisation (resp. renormalisation).
- $f_i^p$  (resp.  $f_j^{\bar{p}}$ ) est la densité de partons ( $PDF^{20}$ ) dans le proton (resp. anti-proton). Elle mesure la probabilité de trouver un parton  $i$  (resp.  $j$ ) donné dans le proton (resp. anti-

<sup>20</sup>pour *Parton Density Functions* en anglais.

proton) avec une fraction d'impulsion  $x_i$  (resp.  $x_j$ ). Les *PDF* ne sont pas calculables en régime perturbatif. Plusieurs collaborations telles CTEQ [34] ou MRST [35] fournissent des ajustements de ces *PDF* aux données des expériences sur cibles ou aux collisionneurs. L'expérience DØ utilise les paramétrisations établies par CTEQ. La figure 1.5 en montre un exemple.

Le TF énonce qu'il est possible, à tous les ordres de la théorie des perturbations, de factoriser la section efficace  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow X)$  en une partie d'interaction à courte distance, liée à l'interaction dure et calculable perturbativement, et une partie universelle à longue distance  $f$ , non-perturbative.  $\mu_F^2$  est l'échelle d'énergie à laquelle les deux contributions sont séparées.

Souvent, la convention suivante est choisie :  $\mu_F^2 = \mu_R^2 = Q_c^2$ , avec  $Q_c^2$  l'échelle d'énergie caractéristique du processus étudié.

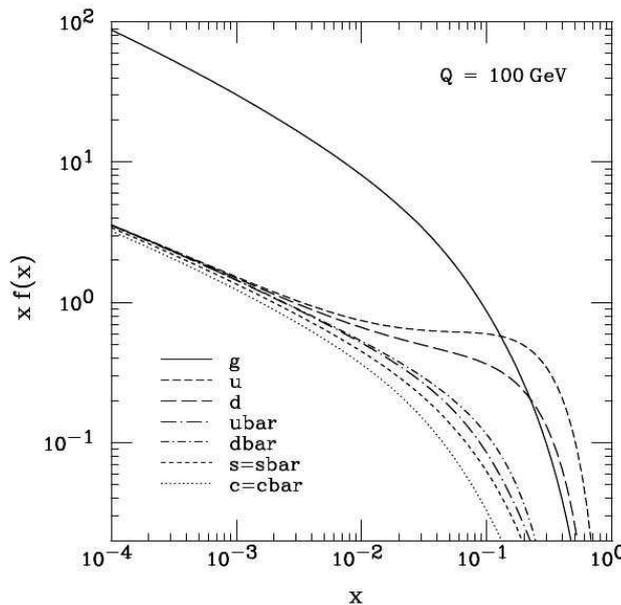


FIG. 1.5 – Fonctions de distributions de partons fournies par la collaboration CTEQ pour une impulsion  $Q$  transférée de 100 GeV.

### 1.4.3 Corrections d'ordre supérieur

Les sections efficaces partoniques  $\bar{\sigma}(ij \rightarrow X)$  sont calculables “facilement” à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations (appelé *LO* pour *Leading Order*). Les corrections d'ordres supérieurs sont cependant souvent importantes et doivent être prises en compte pour que la comparaison avec les données expérimentales ait du sens. Les corrections d'un ordre supplémentaire en  $\alpha_s$  sont appelées *NLO* (pour *Next-to-Leading-Order* en anglais). Deux types de corrections sont à considérer : celles constituées de diagrammes en boucle, qualifiées de “virtuelles”, et celles, dites “réelles”, rajoutant un vertex supplémentaire par l'intermédiaire de radiations. Ces deux contributions sont divergentes séparément mais leur somme est convergente. Notons qu'une partie de ces corrections étant absorbées dans les densités de partons, il est nécessaire d'utiliser un traitement cohérent (au même ordre) des sections efficaces des processus étudiés et des densités de partons.

Un certain nombre de programmes, appelés générateurs (voir section 2.4), permettent de calculer les sections efficaces partoniques au niveau *LO*. On appelle généralement facteur  $K$  la correction définie comme le rapport entre la section efficace *NLO* d'un processus donné et la

section efficace  $LO$  :

$$K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}} \quad (1.28)$$

Lorsqu'ils sont connus, les facteurs  $K$  sont utilisés pour corriger la section efficace des processus produits par les générateurs. Une approche consiste également à modifier la section efficace  $LO$  par celle mesurée directement dans les données expérimentales. Les deux méthodes seront utilisées dans l'analyse présentée dans le chapitre 6, en fonction du processus considéré.

## 1.5 Boson de Higgs : état de l'art

Cette section présente un condensé des informations que nous fournissent les calculs théoriques et les observations expérimentales sur le boson de Higgs. Nous discuterons en particulier des arguments conceptuels qui permettent de restreindre le périmètre des masses permises pour cette particule, ainsi que des recherches (infructueuses) effectuées jusqu'à présent. Les rapports de branchement ainsi que les sections efficaces de production dans les collisionneurs hadroniques seront également mentionnés.

### 1.5.1 Contraintes théoriques

Il existe des contraintes théoriques très intéressantes sur la masse du boson de Higgs. Elles peuvent être obtenues à partir d'hypothèses sur l'échelle d'énergie à laquelle le Modèle Standard cesse d'être valide et où une nouvelle physique devrait émerger. En voici un résumé :

**Argument d'unitarité** [19]. En physique quantique, la somme des probabilités de tous les résultats possibles doit être égale à un. Ce pré-requis est appelé "condition d'unitarité". Il peut poser des contraintes sévères sur la cohérence d'une théorie. Essayons donc de l'appliquer au processus de diffusion  $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$  à grande énergie ( $s \gg M_W^2$ ). L'amplitude  $A$  d'un tel processus peut s'écrire :

$$A(W^+W^- \rightarrow W^+W^-) \xrightarrow{s \gg M_W^2} \frac{1}{v^2} \left[ s + t - \frac{s^2}{s - m_H^2} - \frac{t^2}{t - m_H^2} \right] \quad (1.29)$$

où  $s$  et  $t$  sont les variables de Mandelstam :

- $s = (p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2)^2$  où les  $p_i$  (resp.  $p'_i$ ) sont les impulsions initiales (resp. finales) des bosons  $W$ .  $s$  est l'énergie dans le centre de masse de la réaction.
- $t = (p_1 - p'_1)^2 = (p_2 - p'_2)^2$ .

Si nous décomposons l'amplitude en ondes partielles  $a_\ell$ , la section efficace  $\sigma$  de la diffusion s'écrit :

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) |a_\ell|^2 \quad (1.30)$$

$$= \frac{1}{s} \text{Im}[A(\theta = 0)] \quad (1.31)$$

où l'égalité de l'équation 1.31 provient du théorème optique et  $\theta$  est l'angle de diffusion. Tout calcul fait, il est alors possible de montrer que :

$$a_0 \xrightarrow{s \gg M_W^2} -\frac{m_H^2}{8\pi v^2} \quad (1.32)$$

La condition d'unitarité impose que la partie réelle des  $a_\ell$  soit inférieure à  $1/2$  :  $|\text{Re}(a_\ell)| < 1/2$  et nous trouvons alors une limite supérieure pour la masse du boson de Higgs :  $m_H \lesssim 870$  GeV.

Ce petit calcul n'a été cependant mené qu'à l'ordre des arbres. En outre, tous les états finals possibles n'ont pas été pris en compte. Un calcul plus correct repousserait la limite aux environs de 1 TeV.

Ce résultat peut être interprété de deux façons :

- la condition d'unitarité est violée à l'échelle du TeV et une nouvelle physique doit alors intervenir pour la restaurer. Ou bien :
- cette violation est annulée par des termes d'ordres supérieurs, signalant alors la non-validité de la théorie des perturbations et la perte de prédictivité du Modèle Standard à de telles échelles.

**Argument de naturalité.** Il a déjà été discuté dans la section 1.3.2. Il introduit l'idée que le Modèle Standard a un domaine de validité restreint à une échelle d'énergie.

**Argument de trivialité** [36]. Les équations du groupe de renormalisation peuvent être appliquées pour calculer l'évolution de la constante d'auto-couplage du Higgs, notée  $\lambda_H$ . Elle s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial \lambda_H}{\partial t} = \beta(\lambda_H) \quad \text{avec : } t = \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \quad (1.33)$$

$Q_0^2$  est une échelle d'énergie basse à laquelle on définit  $m_H = \sqrt{2\lambda(Q_0)}v$ . Au niveau d'une boucle et en se restreignant aux contributions du boson de Higgs seulement, nous avons :

$$\beta(\lambda_H) = \frac{3}{4\pi^2} \lambda_H^2 \quad (1.34)$$

Nous en déduisons donc :

$$\frac{\partial \lambda_H}{\partial t} = \frac{3}{4\pi^2} \lambda_H^2 \quad \text{d'où : } \frac{d\lambda_H}{\lambda_H^2} = \frac{3}{4\pi^2} dt \quad (1.35)$$

En intégrant désormais entre  $Q_0$  et une échelle d'énergie quelconque  $Q$ , il vient finalement :

$$\frac{1}{\lambda_H(Q_0)} - \frac{1}{\lambda_H(Q)} = \frac{3}{4\pi^2} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \quad \text{d'où :} \quad (1.36)$$

$$\lambda_H(Q) = \lambda_H(Q_0) \left[ 1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda_H(Q_0) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \right]^{-1} \quad (1.37)$$

La constante d'auto-couplage du boson de Higgs croît donc logarithmiquement avec l'énergie. Elle sort du domaine perturbatif pour une échelle d'énergie  $\Lambda$  lorsque  $\lambda_H(\Lambda)/4\pi = 1$  et devient même infinie pour une valeur de  $\Lambda$  appelée pôle de Landau. En d'autres termes, si nous souhaitons que  $\lambda_H(Q)$  reste finie à toutes les échelles d'énergies, il faut que  $\lambda_H(Q)=0$ , ce qui revient à construire une théorie sans interactions, qualifiée alors de "triviale".

Il est possible de voir cet argument d'une autre manière. Imaginons que nous restreignons la validité de notre théorie à une échelle d'énergie  $\Lambda_c$  telle que  $\lambda_H$  reste finie. Comme le montre l'équation 1.37, plus  $\Lambda_c$  est grand, plus la masse du boson de Higgs doit être petite. Par exemple, si nous choisissons  $\Lambda_c$  de l'ordre de  $10^{16}$  GeV, alors le boson de Higgs doit avoir une masse inférieure à 200 GeV. En revanche, si  $\Lambda_c$  vaut  $10^3$  GeV,  $m_H$  est autorisée à être de l'ordre du TeV.

**Argument de stabilité du vide** [19]. Le mécanisme de Higgs est basé sur l'existence d'un minimum du potentiel du champ de Higgs  $V_H$ , pour une valeur non nulle du champ de Higgs. Le calcul des corrections radiatives de  $V_H$  à une boucle permettent de poser une limite inférieure sur  $m_H$ . En effet, l'argument de stabilité nous dit que, pour avoir un potentiel borné par le bas et pour garder  $\lambda_H(Q^2)$  positif, la masse du boson de Higgs doit être plus grande que :

$$m_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \ln \frac{Q^2}{v^2} \quad (1.38)$$

Pour une échelle d'énergie  $Q$  d'environ  $10^3$  GeV, la masse du Higgs doit être supérieure à 70 GeV. En revanche, si  $Q$  vaut  $10^{16}$  GeV,  $m_H$  doit être supérieure à 130 GeV. Les limites ainsi posées sont très contraignantes. Notons cependant qu'elles peuvent être relâchées quelque peu si le vide présente un minimum relatif (et non plus absolu comme précédemment), par conséquent métastable. Un tel vide est parfaitement viable à condition que sa durée de vie soit supérieure à celle de l'univers [37].

La figure 1.6 montre le périmètre de masse de Higgs autorisée en fonction d'une échelle d'énergie d'apparition d'une nouvelle physique  $\Lambda$ , en combinant des arguments de stabilité du vide et de trivivialité. Si la physique au-delà du Modèle Standard se manifeste à l'échelle du TeV, la masse du boson de Higgs doit être comprise entre 50 et 800 GeV. En revanche, si  $\Lambda$  est de l'ordre de  $10^{16}$  GeV, le périmètre se restreint à :  $130 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 180 \text{ GeV}$ .

Si nous rajoutons cette fois-ci les contraintes d'ajustement fin, c'est-à-dire la sensibilité de l'échelle électrofaible à l'échelle d'énergie  $\Lambda$ , ainsi que les régions exclues par les tests de précision (discutés dans la section suivante), nous obtenons finalement la figure 1.7. Tant que  $\Lambda$  est inférieure à 1 TeV, il n'y a pas de problème d'ajustement fin quelque soit la masse de boson de Higgs "raisonnable" considérée. Mais à mesure que  $\Lambda$  augmente, le périmètre de bosons de Higgs où le réglage fin est plus petit que 10% ou 1% devient plus étroit.

De manière plus générale, à partir de ces quelques arguments théoriques, si le boson de Higgs est léger ( $m_H \lesssim 200$  GeV), l'échelle à laquelle la nouvelle physique doit apparaître est proche.

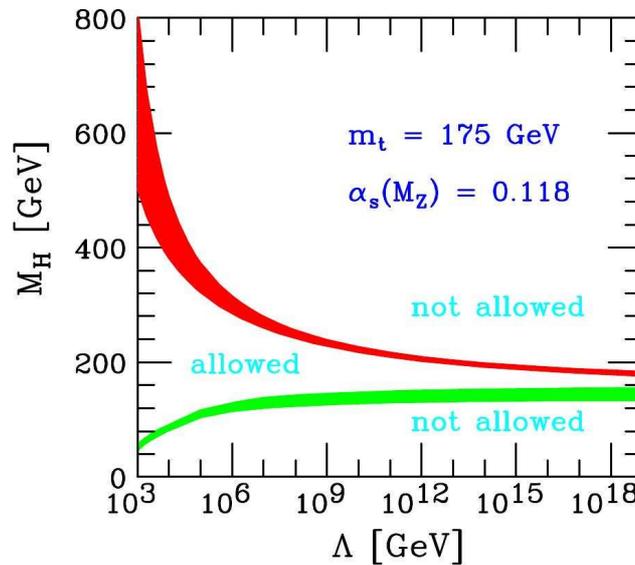


FIG. 1.6 – Limites supérieures (données par l'argument de trivivialité, en rouge) et inférieures (données par l'argument de stabilité du vide, en vert) sur la masse du Higgs  $m_H$  en fonction de l'échelle  $\Lambda$  à laquelle une nouvelle physique apparaîtrait. Ces résultats ont été obtenus avec une masse du quark top  $m_t = 175 \pm 6$  GeV et une constante de couplage fort  $\alpha_s(m_Z) = 0.118 \pm 0.002$  [38].

## 1.5.2 Limites expérimentales

Depuis sa prédiction par la théorie, le boson de Higgs a été activement recherché par la communauté des physiciens expérimentateurs, sans succès pour le moment. Des limites directes et indirectes peuvent être obtenues à partir des observations et mesures expérimentales.

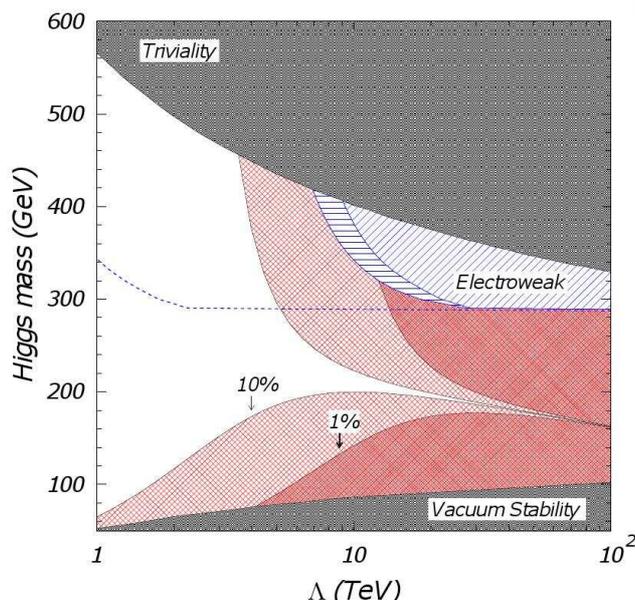


FIG. 1.7 – Limites sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle  $\Lambda$  à partir de laquelle le Modèle Standard n'est plus valide. Les limites théoriques de trivialeité et de stabilité du vide (en gris) sont représentées. Les régions hachurées bleues sont exclues par les mesures de précisions électro-faibles. Les régions roses claires (resp. foncées) représentent les zones où un ajustement fin de 10% (resp. 1%) est nécessaire. La région vide est en accord avec toutes les contraintes ??.

### a) Contraintes directes

Les limites directes les plus contraignantes ont été obtenues par les quatre expériences du collisionneur électron-positron LEP : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. De 1989 à 2000, durant les deux périodes de prises de données, appelées LEP1 et LEP2, les quatre collaborations ont accumulé près de  $2461 \text{ pb}^{-1}$  de données, avec une énergie dans le centre de masse allant de 91 à 209 GeV. À ces énergies, le processus de production dominant est  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$ . Tous les canaux de désintégrations du boson  $Z$  ont été explorés, tandis que des désintégrations du boson de Higgs  $H$  en  $b\bar{b}$  et  $\tau^+\tau^-$  ont souvent été privilégiées (voir la section 1.5.4).

À la fin de LEP1 cependant, en 1995, tout le domaine de basse masse ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ ,  $\gamma\gamma$ , etc...) pour un boson de Higgs du Modèle Standard a été exclu.

Finalement, la combinaison de tous les résultats, et notamment les tout derniers de LEP2, n'a pas révélé d'excès significatif par rapport aux prédictions des bruits de fond du Modèle Standard. Une limite inférieure à 95% de niveau de confiance a été ainsi déterminée :

$$m_H > 114.4 \text{ GeV} \quad (1.39)$$

La figure 1.8 montre le niveau de confiance de signal attendu en fonction de la masse du boson de Higgs. En l'absence d'événements additionnels par rapport aux prédictions de bruits de fond du Modèle Standard, la limite attendue (ligne bleue sur la figure) devrait être de 115.3 GeV. La raison de ce désaccord est due à un léger excès dans les données de ALEPH, OPAL et L3. Pour la petite histoire, alors que le LEP est poussé dans ses derniers retranchements à la fin 2000 et qu'une tendance semble se dessiner pour un signal autour de 115 GeV, une année supplémentaire de prises de données est réclamée par les physiciens. La demande sera rejetée par la direction du CERN, préférant privilégier la construction du futur LHC. Alors qu'un excès à  $2.9 \sigma$  avait été initialement annoncé, il n'est plus que de  $1.7 \sigma$  d'après les dernières ré-évaluations.

À ce jour, aucune expérience n'a pu atteindre la sensibilité nécessaire à la confirmation (ou l'infirmité) de cet excès. Nous discuterons dans la dernière partie de ce chapitre des

potentialités du TeVatron en la matière.

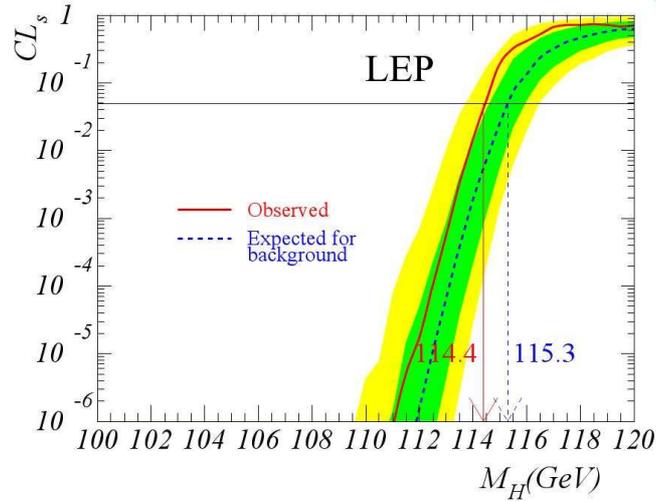


FIG. 1.8 – Niveau de confiance  $CL_s$  (voir la section 6.11.1) pour l'hypothèse signal+bruit de fond sur la production du Higgs à LEP2. La ligne rouge représente l'observation tandis que la ligne pointillée noire montre la sensibilité attendue dans l'hypothèse bruit de fond seulement. Les bandes vertes (resp. jaunes) représentent une déviation de un (resp. deux) écart(s) standard(s) par rapport à la ligne pointillée. L'intersection entre la ligne horizontale noire à  $CL_s=0.05$  avec la ligne rouge définit la limite inférieure à 95% de niveau de confiance sur la masse du Higgs [40].

## b) Contraintes indirectes

Les mesures de précision électro-faibles peuvent fournir des contraintes très sévères sur la masse du boson de Higgs. En effet, les corrections radiatives aux observables du Modèle Standard ( $m_t$ ,  $m_W$ ,  $\sin^2(\theta_W)$ ) font intervenir des boucles contenant le boson de Higgs et en qui modifient la valeur. La masse  $m_H$  étant le seul paramètre pour lequel nous n'avons pas de mesure expérimentale (ou de prédiction théorique), il est possible de déduire indirectement sa valeur à partir d'un ajustement global des observables. Plus exactement, on calcule une différence de  $\chi^2$ ,  $\Delta\chi^2$ , entre les valeurs théoriques dépendantes de la masse du Higgs, et les valeurs mesurées expérimentalement. La figure 1.9 montre la courbe  $\Delta\chi^2$  en fonction de la masse du boson de Higgs, déterminée à partir des mesures les plus récentes. L'ajustement inclut notamment les mesures suivantes :

- $m_t = 172.5 \pm 1.2$  GeV.
- $\alpha_s(m_Z^2) = 0.1185 \pm 0.0026$
- $\Delta\alpha_{had}^{(5)} = 0.02767 \pm 0.00034$

La valeur de  $m_H$  préférée par l'ajustement est alors de :

$$m_H = 84_{-26}^{+34} \text{ GeV} \quad (1.40)$$

Ce qui revient à une limite supérieure à 95% C.L. de :

$$m_H < 154 \text{ GeV} \quad (1.41)$$

En outre, si nous nous concentrons par exemple sur les corrections au propagateur du boson  $W$ , il est possible de montrer que les contributions majeures proviennent essentiellement de la masse du boson de Higgs et du quark top. Ainsi, toute détermination précise de la masse du quark top et du boson  $W$  contraint fortement  $m_H$ . La figure 1.10 illustre ceci. Les mesures directes sur  $m_t$  et  $m_W$  provenant du TeVatron et de LEP2 favorisent ainsi un boson de Higgs léger.

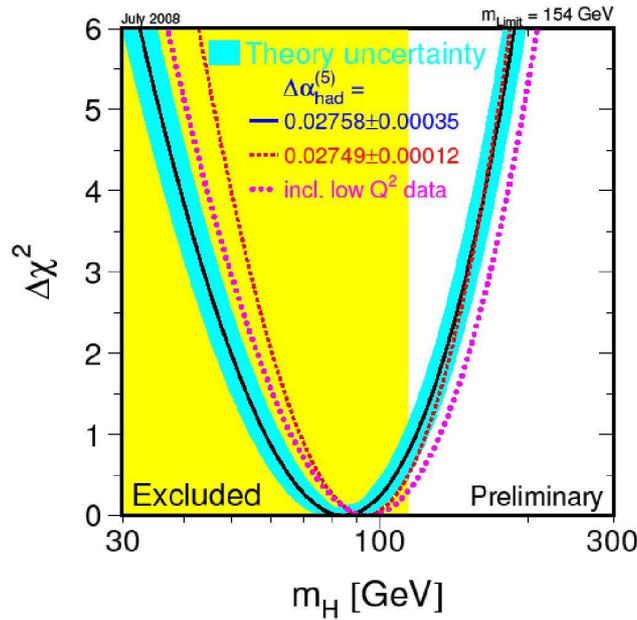


FIG. 1.9 – Courbe de  $\Delta\chi^2$  de l’ajustement des mesures de précision électro-faibles en fonction de la masse du boson de Higgs. La ligne noire est obtenue en prenant en compte toutes les mesures. La bande colorée bleue représente l’estimation sur l’erreur théorique due au fait que tous les ordres ne sont pas pris en compte. L’effet de l’inclusion des données à bas  $Q^2$  ainsi que des différentes valeurs de  $\Delta\alpha_s^{(5)}$  est aussi montré. La bande jaune représente l’exclusion directe par le LEP [29].

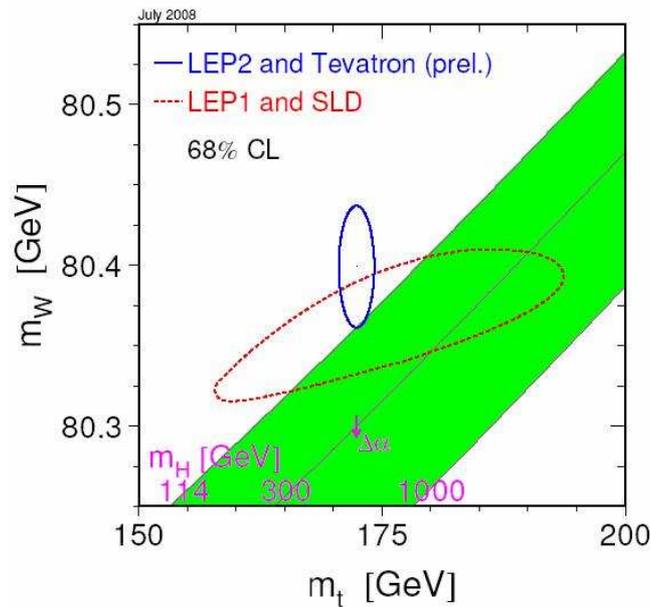


FIG. 1.10 – Masse du boson  $W$  en fonction de la masse du quark top. Les contours à 68% de niveau de confiance pour les mesures directes du Tevatron et de LEP2 sont montrées en bleu, et en rouge pour les mesures indirectes de LEP1 et SLD. Les bandes vertes représentent les zones du plan  $(m_W, m_t)$  permises dans le cadre du Modèle Standard pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs [29].

### 1.5.3 Bilan

Les mesures expérimentales indirectes favorisent un boson de Higgs léger dans le Modèle Standard. Si tel est le cas, les arguments conceptuels que nous avons esquissés dans ce chapitre nous apprennent qu'alors, le Modèle Standard a un domaine de validité restreint et proche des énergies accessibles par les collisionneurs. En outre, au-delà de ce domaine, une nouvelle physique doit émerger.

Toutes ces constatations nous ont amenés à privilégier une recherche de boson de Higgs de basse masse dans l'analyse présentée dans ce manuscrit. Dans la section suivante, nous nous attacherons à décrire les propriétés du boson de Higgs en termes de désintégration et de section efficace de production, afin de définir une stratégie de recherche au TeVatron.

### 1.5.4 Désintégrations

Cette section présente les principaux modes de désintégration du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard [19].

Une des propriétés les plus importantes du boson de Higgs est qu'une fois sa masse fixée, son profil est complètement déterminé. En particulier, son couplage aux autres particules est directement proportionnel aux masses de celles-ci. Ainsi, pour les fermions, le couplage  $g_{Hff}$  vaut :

$$g_{Hff} \propto ig \frac{m_f}{2M_W} \quad (1.42)$$

Pour les bosons vecteurs, le couplage  $g_{HVV}$  est donné par :

$$g_{HZZ} \propto ig \frac{m_Z}{\cos(\theta_W)} \quad (1.43)$$

$$g_{HWW} \propto igm_W \quad (1.44)$$

Ceci a plusieurs conséquences. Premièrement, pour une valeur  $m_H$  donnée, le boson de Higgs a tendance à se désintégrer dans la paire de particules la plus lourde accessible du point de vue cinématique. Deuxièmement, une fois  $m_H$  connue, il est possible de calculer les largeurs partielles du boson de Higgs en ces paires de particules puisque toutes les masses de fermions ou de bosons sont connues. Troisièmement, le boson de Higgs ne peut pas se coupler directement aux photons ou aux gluons (non massifs). Ce processus doit passer par des boucles contenant des particules lourdes.

#### a) Désintégration en deux fermions

Dans l'approximation de Born ( $LO$ ), la largeur partielle du boson de Higgs en deux fermions est donnée par :

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_c}{4\sqrt{2}\pi} m_H m_f^2 \beta_f^3 \quad (1.45)$$

où  $G_F$  est la constante de Fermi,  $N_c$  est le nombre de couleur (3 pour les quarks dans le Modèle Standard) et  $\beta_f = \sqrt{1 - 4m_f^2/m_H^2}$ . Dans le cas des leptons, seuls les taus, et dans une moindre mesure, les muons, ont une masse suffisamment élevée pour que leurs désintégrations en paires soient considérés.

Si seuls les fermions sont considérés et tant que le boson de Higgs n'est pas suffisamment lourd pour se désintégrer en paires de quark top, la désintégration en deux quarks b est privilégiée. Pour les désintégrations hadroniques, les corrections d'ordre supérieur ( $NLO$ ) sont importantes et doivent être considérées. Enfin, une désintégration à 3 corps du boson de Higgs est possible lorsque le quark top est impliqué :  $H \rightarrow t\bar{t}^* \rightarrow t\bar{b}W^-$ . Cette réaction contribue au niveau du pourcent à largeur du boson de Higgs juste en-dessous du seuil  $2m_t$ . Elle est possible lorsqu'un des quarks top n'est pas sur sa couche de masse.

### b) Désintégration en deux bosons vecteurs lourds

Au-dessus du seuil cinématique de production de  $WW$  et  $ZZ$ , le boson de Higgs se désintègre essentiellement en paires de bosons vecteurs  $V$  lourds. La largeur de désintégration est donnée par :

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_F m_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \delta_V \sqrt{1-4x}(1-4x+12x^2) \text{ avec : } x = \frac{m_V^2}{m_H^2} \quad (1.46)$$

$\delta_W=2$  et  $\delta_Z=1$ . Pour des masses de Higgs suffisamment grandes,  $\Gamma(H \rightarrow WW)$  est deux fois plus grande que  $\Gamma(H \rightarrow ZZ)$  et les rapports de branchement correspondants seraient respectivement de  $2/3$  et  $1/3$  si aucun autre mode de désintégration n'était possible.

Notons également qu'en-dessous d'un seuil cinématique de production de deux bosons vecteurs réels, le boson de Higgs peut se désintégrer en un boson réel et un autre hors couche de masse, ce qui correspond alors à une désintégration à trois corps. A partir d'environ 130 GeV, le canal  $H \rightarrow WW^*$  commence à dominer sur le mode  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Enfin, il est également possible, en-dessous de 100 (resp. 110) GeV, que le boson de Higgs se désintègre en deux  $W$  (resp.  $Z$ ) virtuels, donnant alors une désintégration à quatre corps.

### c) Désintégration en $\gamma\gamma$ , $\gamma Z$ , $gg$

En raison de leur masse nulle, les photons et les gluons ne peuvent se coupler au Higgs directement. Cependant, les désintégrations en deux gluons et deux photons, ainsi qu'en un  $Z$  et un photon, peuvent être générées à travers des boucles de particules massives et chargées ou colorées. Les couplages  $H\gamma\gamma$  et  $HZ\gamma$  sont médiés par des boucles de boson  $W$  et de fermions chargés tandis que des boucles de quarks seulement permettent le couplage  $Hgg$ . Pour les fermions, seuls les quarks top, et, dans une moindre mesure, les quarks b, contribuent significativement pour des bosons de Higgs de masse supérieure à 100 GeV.

### d) Résumé

Les rapports de branchement du boson de Higgs ainsi que sa largeur totale sont montrés sur la figure 1.11. Trois régions sont à distinguer :

- le régime de basse masse :  $110 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 135 \text{ GeV}$ . Le principal mode de désintégration est  $H \rightarrow b\bar{b}$  (de 75% à 50%), suivi par les désintégrations  $\tau^+\tau^-$  et  $c\bar{c}$  avec des rapports de branchement de l'ordre de 7 à 5% environ et 3 à 2%, respectivement.  $H \rightarrow gg$  contribue à 7% environ pour une masse de Higgs d'environ 120 GeV. Les désintégrations en  $\gamma\gamma$  et  $Z\gamma$  sont rares, avec des rapports de branchement de l'ordre de quelques pour mille. En se rapprochant de  $m_H=130 \text{ GeV}$ , les modes  $VV^*$  prennent de l'importance.
- le régime de masse intermédiaire :  $135 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 180 \text{ GeV}$ . Le boson de Higgs se désintègre de façon dominante en  $WW$  et  $ZZ$ . La diminution du rapport d'embranchement de  $H \rightarrow ZZ^*$  entre 160 et 180 GeV correspond à la région cinématique où le boson de Higgs se désintègre en deux  $W$  réels mais où seulement un  $Z$  réel, et un autre virtuel, peuvent être produits. Ainsi, dans cette zone, le mode  $H \rightarrow WW$  supprime quasiment complètement le mode  $H \rightarrow ZZ^*$ . Dans cette région, la désintégration en deux quarks b reste possible mais elle chute de 50% à 130 GeV à quelques pourcents à 180 GeV.
- le régime de haute masse. :  $m_H \gtrsim 2m_Z$ . Le boson de Higgs se désintègre presque exclusivement en paires de bosons vecteurs massifs réels. L'ouverture du canal  $t\bar{t}$  pour  $m_H \gtrsim 350 \text{ GeV}$  n'altère pas vraiment cela. Le rapport de branchement correspondant vaut environ 20% pour  $m_H=2m_t$  puis il commence à diminuer.

En ce qui concerne la largeur totale, elle varie de quelques MeV pour des masses en-deçà de 130 GeV à 1 GeV au niveau du seuil de  $H \rightarrow ZZ$ . Dans le cas où le boson de Higgs est

très lourd ( $m_H \gtrsim 500$  GeV), elle augmente considérablement et devient même comparable à sa propre masse.

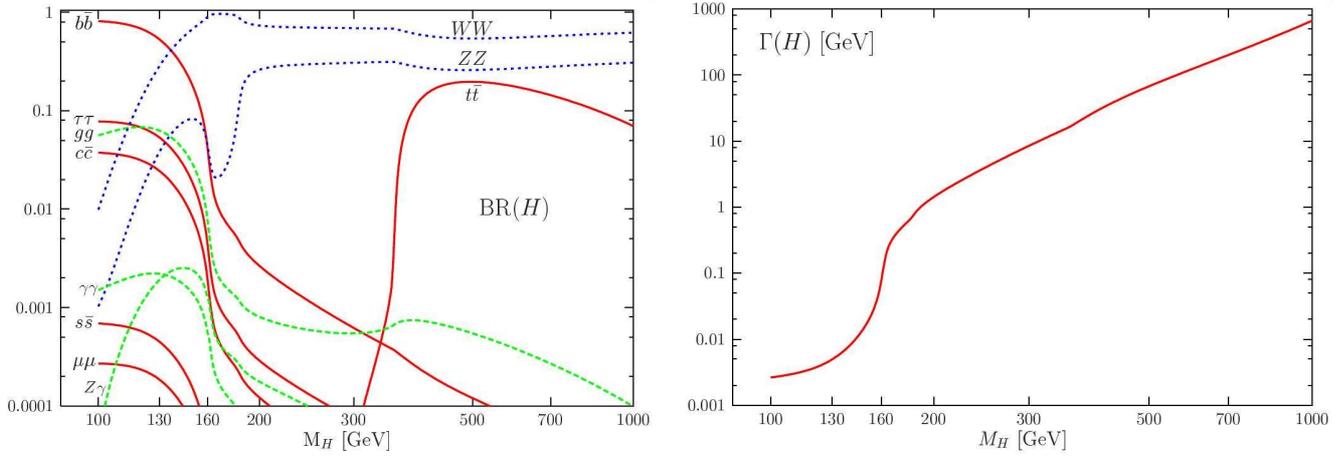


FIG. 1.11 – Rapports d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse (à gauche). Largeur du boson de Higgs en fonction de sa masse (à droite) [19].

### 1.5.5 Production aux collisionneurs hadroniques

De même que pour les modes de désintégration, les mécanismes de production du boson de Higgs dans le modèle Standard utilisent le fait qu'il se couple préférentiellement aux particules les plus lourdes : bosons  $W$  et  $Z$ , quark top ou, dans une moindre mesure, quark  $b$ . Quatre modes principaux seront ainsi brièvement discutés dans ce qui suit. Seul le cas du Tevatron sera mentionné.

#### a) Production associée à un boson $W$ ou $Z$

Ce mode de production peut être vu comme la production Drell-Yan d'un boson vecteur virtuel ( $q\bar{q} \rightarrow V^*$ ) qui donne ensuite lieu à un boson vecteur réel et un boson de Higgs d'impulsion transverse opposée. Ce mode est souvent appelé *Higgstrahlung*.

La section efficace de production associée à un  $W$  est environ 2 à 3 supérieure à celle associée avec un  $Z$ , quelque soit la masse du boson de Higgs. Elles ont été calculées jusqu'à l'ordre  $NNLO$ . Le facteur  $K_{NLO}$  vaut 1.35 pour  $m_H=110$  GeV et 1.3 pour  $m_H=300$  GeV. Les corrections  $NNLO$  augmentent encore de façon uniforme les sections efficaces d'environ 10%. L'influence du choix des  $PDF$  n'est pas négligeable sur ces sections efficaces. L'incertitude sur les  $PDF$  fournies par la collaboration CTEQ augmente avec la masse du Higgs et excède 6% pour  $m_H=200$  GeV.

#### b) Fusion gluon-gluon

La fusion gluon-gluon est réalisée par l'intermédiaire de boucles triangulaires de quarks lourds. Encore une fois, seul le quark top et, dans une moindre mesure, les quarks  $b$ , contribuent significativement.

Les sections efficaces sont une nouvelle fois connues au niveau  $NNLO$ . Le facteur  $K_{NLO}$  est très grand, augmentant la section efficace d'un facteur 2.2 à 2.8 pour une masse de Higgs allant de 100 à 300 GeV. En prenant en compte les corrections  $NNLO$ , la section efficace est augmentée d'environ un facteur 3 par rapport à l'ordre dominant, la contribution la plus importante venant du niveau  $NLO$ .

L'erreur sur les *PDF* fournie par CTEQ varie de 5 à 15% pour des masses de Higgs comprises en 100 et 200 GeV.

### c) Autres modes

Deux autres modes principaux de production existent. Il s'agit de la production du boson de Higgs associés à des quarks lourds  $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}H$ , avec  $q = b$  ou  $t$ , ainsi que la fusion de bosons vecteurs  $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}VV^* \rightarrow q\bar{q}H$ .

### d) Résumé

Les sections efficaces de production du boson de Higgs sont montrées sur la figure 1.12. Le processus de fusion de gluons est largement dominant sur l'ensemble de la plage en masse de Higgs. Suivent ensuite les productions associées  $WH$  et  $ZH$  jusqu'à environ  $m_H \approx 140$  GeV. Au-delà de ce domaine, la fusion de bosons vecteurs prend le pas sur la production associée à un boson  $Z$ .

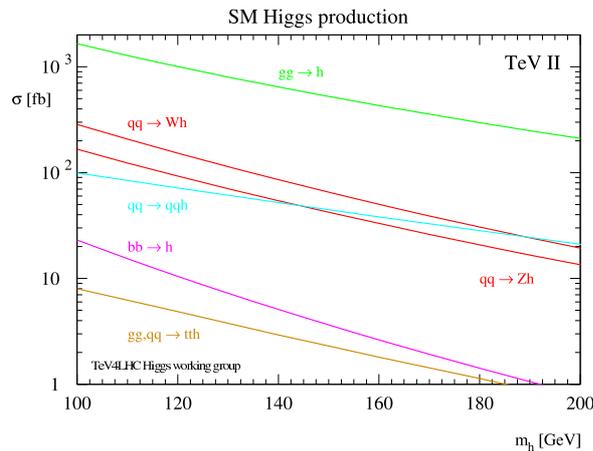


FIG. 1.12 – Section efficace de production du boson de Higgs du Modèle Standard au TeVatron, en fonction de sa masse.

## 1.5.6 Stratégie d'analyse

Tous les résultats que nous venons de présenter vont nous permettre désormais de définir une stratégie d'analyse au TeVatron. En raison des résultats obtenus au LEP, nous ne nous intéresserons qu'à des bosons de Higgs dont la masse dépasse les 100 GeV. Les rapports d'embranchement dépendant fortement de la masse du boson de Higgs, les canaux d'analyse que nous pouvons bâtir seront différents selon la masse visée.

Ainsi, pour un boson de Higgs avec une masse inférieure à 135 GeV environ, le rapport de branchement dominant est la désintégration en deux quarks  $b$ . Bien que la section efficace de production la plus importante soit la fusion de gluons, produire un boson de Higgs directement par ce processus, se désintégrant en  $b\bar{b}$ , conduirait à un état final composé uniquement de jets (en prenant de plus en compte les radiations de gluons dans l'état final et initial). Ce canal serait complètement noyé dans le bruit de fond QCD, dont la section efficace est de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs à la production du Higgs.

Dans un régime de basse masse, on préférera donc la production associée à un boson  $W$  ou  $Z$  où ceux-ci se désintègrent leptoniquement. On distingue deux cas :

- $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow (\ell\nu)(b\bar{b})$ , où  $\ell$  est un électron ou un muon<sup>21</sup>. La désintégration leptonique du boson  $W$  assure de bonnes efficacités de déclenchement. L'état final est constitué d'un lepton isolé de grande impulsion transverse, d'énergie transverse manquante provenant de la non-détection du neutrino et de deux quarks  $b$ .
- $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow (\ell\bar{\ell})(b\bar{b})$ , où  $\ell$  est une nouvelle fois un électron ou un muon. L'état final consiste en une paire de leptons dont la masse invariante est proche de celle de la masse du  $Z$  ainsi que deux quarks  $b$ . Ces canaux fournissent un état final relativement clair, avec très peu de bruits de fond. En revanche, la section efficace de production d'un boson de Higgs associée à un  $Z$  étant 2 à 3 fois moins grande que celle avec un  $W$ , ils sont finalement beaucoup moins importants que les canaux  $WH$ .

Cependant, si l'on considère maintenant le cas où le boson  $Z$  se désintègre en deux neutrinos, ce canal devient beaucoup plus attractif. En effet, le rapport de branchement  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$  est d'environ 20%, en comptant les trois saveurs de neutrinos, contre environ 3.5% pour  $Z \rightarrow e^+e^-$  par exemple. En outre, les événements  $WH$  pour lesquels le lepton échappe à la détection présentent le même état final et sont donc récupérés par cette analyse.

La réaction  $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow (\nu\bar{\nu})(b\bar{b})$  est celle que nous avons choisie pour la recherche présentée dans ce manuscrit. L'état final est constitué d'une grande énergie transverse manquante ainsi que de deux quarks  $b$ . C'est un canal très prometteur mais en même temps très difficile en raison notamment de l'importante énergie transverse manquante. Cette variable est en effet très complexe et son contrôle demande une très bonne compréhension de tous les sous-détecteurs de l'expérience et du calorimètre en particulier. En outre, il faut être capable de modéliser et de rejeter l'important bruit de fond QCD<sup>22</sup>. Le déclenchement sur cette topologie particulière est également une difficulté. Nous aborderons ce problème dans le chapitre 5. L'analyse sera présentée en détail dans le chapitre 6.

Si l'on se place désormais dans un régime de plus haute masse ( $m_H > 135$  GeV), il est possible de profiter de la production par fusion de gluons grâce au grand rapport de branchement du boson de Higgs en deux bosons vecteurs  $W$ . En effet, l'extraction du signal est permise grâce aux désintégrations leptoniques du  $W$  qui assurent un état final relativement clair. En outre, la lutte contre le bruit de fond  $WW$  est facilitée par l'exploitation des corrélations d'hélicité entre les deux bosons  $W$  provenant du fait que le boson de Higgs est un scalaire.

Des prospectives ont été réalisées par les deux expériences du TeVatron, DØ et CDF, sur la sensibilité qu'il leur est possible d'atteindre sur la production d'un boson de Higgs. Elles ont été présentées en Septembre 2007 lors du Comité P5<sup>23</sup> chargé de donner un avis sur la poursuite de la prise de données du TeVatron en 2009. Les études effectuées par la collaboration DØ sont brièvement présentées dans ce qui suit. Elles sont basées sur la projection des résultats obtenus jusqu'alors en augmentant la luminosité intégrée et en faisant quelques hypothèses sur les possibles améliorations futures : augmentation de l'acceptance des électrons dans le canal  $WH$ , augmentation par environ 8% de l'efficacité d'identification des quarks  $b$  grâce à l'apport de la *Layer 0* (voir section a)), amélioration de la résolution de la masse invariante dijet, augmentation de 20% de la sensibilité grâce aux techniques d'analyse multivariées, etc...

La figure 1.13 montre la luminosité intégrée qu'il faudrait par expérience (en combinant donc DØ et une expérience similaire) pour obtenir une exclusion à 95% de niveau de confiance ou une évidence à  $3\sigma$  du boson de Higgs en fonction de sa masse (pour  $100 < m_H < 180$  GeV). Avec environ  $7 \text{ fb}^{-1}$ , la luminosité intégrée qu'il est prévu d'atteindre en 2010, et en l'absence

<sup>21</sup>Le canal avec un tau est également envisagé, bien que plus délicat.

<sup>22</sup>Ce bruit de fond vient de la production de jets par interaction forte dont les fluctuations dans la mesure de l'énergie crée de l'énergie transverse manquante factice

<sup>23</sup>pour *Particle Physics Project Prioritization Panel* en anglais.

de signal, une exclusion sur tout le domaine en masse (excepté autour de 130 GeV) est possible. Quant à une évidence à  $3\sigma$ , elle est sérieusement envisageable pour les régions extrêmes du domaine considéré, en particulier au-delà de 155 GeV et au voisinage de la limite de LEP.

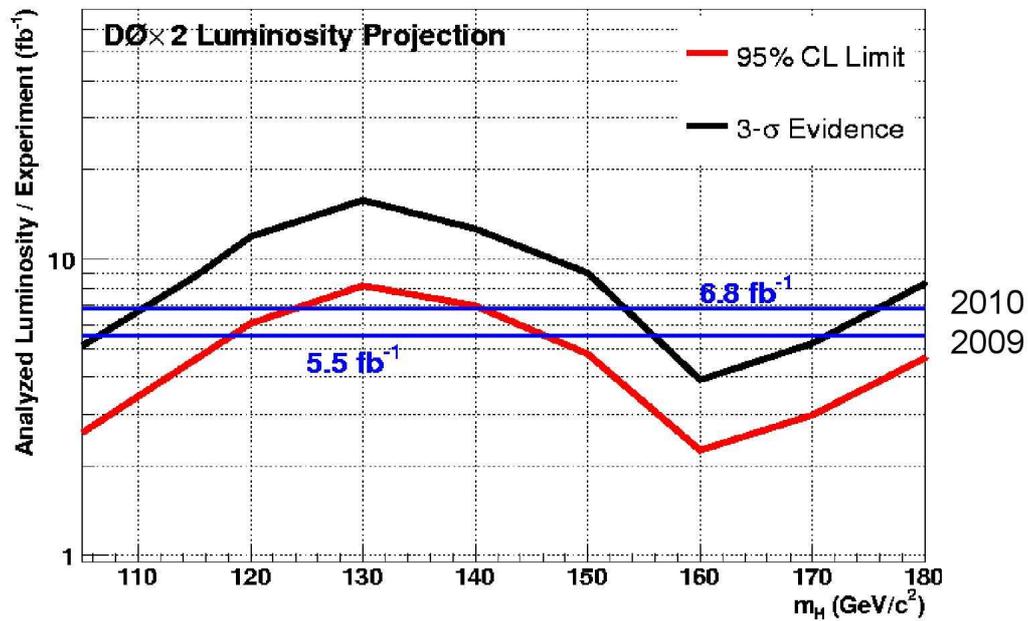


FIG. 1.13 – Luminosité intégrée requise par chaque expérience du TeVatron pour exclure un boson de Higgs du Modèle Standard à 95% C.L. (ligne rouge) ou avoir une évidence à  $3\sigma$  (en noir).

# Chapitre 2

## Le TeVatron et DØ

“Celui qui brise une chose pour apprendre ce qu'elle est, a quitté les chemins de la raison.”  
J.R.R. Tolkien *Le Seigneur des Anneaux*

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>48</b>
<b>2.2</b>	<b>Le TeVatron</b>	<b>49</b>
2.2.1	Généralités	49
2.2.2	L'accélérateur	51
<b>2.3</b>	<b>Le détecteur DØ</b>	<b>60</b>
2.3.1	Généralités	61
2.3.2	Le trajectographe interne	62
2.3.3	Les détecteurs de pieds de gerbes	66
2.3.4	Le calorimètre	69
2.3.5	Le spectromètre à muons	77
2.3.6	Le détecteur de protons à l'avant	80
2.3.7	Les moniteurs de luminosité	80
2.3.8	Le système de déclenchement au <i>Run IIa</i>	82
2.3.9	Le système de déclenchement au <i>Run IIb</i>	85
<b>2.4</b>	<b>Quelques mots sur les générateurs</b>	<b>86</b>

---

## 2.1 Introduction

Les recherches présentées dans ce manuscrit de thèse ont été effectuées auprès de DØ, un des instruments installés au Fermilab<sup>1</sup>, situé à environ 60 km de Chicago. Celui-ci accueille de nombreuses expériences de physique des hautes énergies comme MINOS et MiniBooNE pour l'étude des propriétés des neutrinos ou l'accélérateur de protons et d'antiprotons TeVatron (voir figure 2.1) dont les collisions sont analysées par les détecteurs CDF<sup>2</sup> et DØ.



FIG. 2.1 – Vue aérienne du TeVatron.

Au cours du XXe siècle, il a été le théâtre de nombreuses avancées qui ont contribué à la compréhension et à la construction du Modèle Standard de la physique des particules. A titre d'exemple, le quark bottom fut découvert en 1977 par la collaboration E288 [11] et le quark top par CDF et DØ en 1995 [12, 13]. En outre, la première observation du neutrino tau y fut annoncée en juillet 2000.

Ces observations, couplées à celles effectuées par d'autres expériences, ont véritablement posé les jalons du programme de physique de la seconde période de prises de données du TeVatron, appelée *Run II*. La première période, appelée *Run I*, a eu lieu de 1992 à 1996. Elle a permis de collecter environ  $125 \text{ pb}^{-1}$  par expérience et, outre sa découverte, de mesurer la masse du quark top, celle du boson W de manière précise, d'analyser en détail les couplages des bosons de jauge, d'étudier la production des jets et de repousser les limites sur la production de phénomènes au-delà du Modèle Standard. De 1996 à 2001, il s'en est suivi une période d'arrêt pendant laquelle la chaîne d'accélération et de production des protons et antiprotons a été améliorée. Ainsi, l'énergie disponible dans le centre de masse a été portée de 1.8 à 1.96 TeV, le nombre de paquets de protons et d'anti-protons de 6 à 36 tandis que l'intervalle entre chaque

<sup>1</sup>Fermi National Accelerator Laboratory

<sup>2</sup>Collider Detector at Fermilab

croisement de paquets est passé de 3200 à 396 ns. Les détecteurs CDF et DØ ont également subi des modifications afin de faire face à la montée en luminosité et de renforcer le potentiel de physique de chacune des expériences. En Mars 2001, une nouvelle période de prise de données a démarré (*Run IIa*). Elle a pris fin cinq années plus tard, permettant la collecte de plus de  $1 \text{ fb}^{-1}$  par expérience. Une troisième phase, dite de très haute luminosité, a débuté en juin 2006 (*Run IIb*) avec pour objectif majeur la découverte du boson de Higgs. Entre 6 et  $8 \text{ fb}^{-1}$  par expérience sont attendus à la fin du *Run II*, prévue en 2009 ou 2010.

DØ est un multi-détecteur généraliste dédié à un large programme de physique : études des quarks bottom et top, QCD, recherche du boson de Higgs et de nouvelle physique, etc... Il a été conçu afin de mesurer précisément les coordonnées du quadri-vecteur énergie-impulsion des particules produites lors des collisions : électrons, photons, hadrons, etc... Il est constitué de sous-détecteurs agencés de manière concentrique autour du point de collision. Placé au plus près de la région d'interaction, le détecteur de traces a pour rôle de reconstruire la trajectoire des particules chargées, de mesurer leur impulsion et de déterminer le plus précisément possible la position des vertex d'interaction. Il baigne dans le champ magnétique créé par une bobine solénoïdale. Vient ensuite un calorimètre Argon Liquide/Uranium dont la tâche est de mesurer l'énergie de toutes les particules, à l'exception des neutrinos et des muons qui interagissent peu avec la matière. Enfin, un spectromètre clot l'édifice avec pour mission de détecter les muons. DØ a subi de nombreuses modifications entre les différentes périodes de prises de données afin de s'adapter aux nouvelles conditions d'énergie et de luminosité.

La description détaillée du détecteur ainsi que de ces sous-systèmes sera décrite dans le chapitre qui suit, après que le fonctionnement de l'accélérateur de protons et d'antiprotons ait été expliqué.

## 2.2 Le TeVatron

Le TeVatron est un accélérateur circulaire dont les faisceaux de protons et d'anti-protons entrent en collisions en deux points, les détecteurs DØ et CDF. Plusieurs techniques d'accélération (linéaire ou circulaire), de types de particules (leptons ou hadrons) sont possibles pour la recherche et la compréhension des mécanismes régissant le monde subatomique.

Les avantages et inconvénients des différentes possibilités seront discutés dans ce qui suit et permettront d'éclairer les choix effectués par le TeVatron. La production et l'accélération des particules au sein de ce dernier nécessite une machinerie complexe qui sera par la suite explicitée.

### 2.2.1 Généralités

L'accélération de particules peut se faire au sein de machines circulaires ou linéaires. Avec les technologies actuelles, l'énergie croît comme la longueur  $L$  des bras d'accélération. Ainsi,  $L$  devrait atteindre 30 km pour un faisceau de 1 TeV [43]. Le choix a donc été fait d'une machine circulaire pour le TeVatron. Il faudra attendre l'ILC<sup>3</sup> et l'amélioration des gradients accélérateurs pour réduire la taille des bras tout en atteignant des hautes énergies.

Cependant, lorsqu'une particule chargée subit une accélération non-uniforme, elle émet un rayonnement électromagnétique dit *rayonnement synchrotron*. Ainsi, une particule relativiste de masse  $m$  et d'énergie  $E$  subissant une accélération centripète dans un anneau de rayon  $R$

---

<sup>3</sup>International Linear Collider

rayonnera à chaque révolution une énergie donnée par la formule suivante [44] :

$$\Delta E \propto \frac{E^4}{m^4 R} \quad (2.1)$$

Cette perte d'énergie étant très fortement inversement proportionnelle à la masse de la particule accélérée, il est aisé de comprendre pourquoi le choix pour les futurs accélérateurs circulaires post-LEP (TeVatron, LHC) s'est porté sur des protons plutôt que sur des électrons. En effet, la masse de ces derniers étant environ 2000 fois plus petite que celle des protons, le rayonnement synchrotron n'est plus un facteur limitant pour l'augmentation de l'énergie des faisceaux pour les machines hadroniques. A titre d'exemple, pour des faisceaux d'électrons (ou de positrons) de 104.6 GeV au LEP en 2000, la perte d'énergie était de 3.5 GeV par tour alors qu'elle n'est que de quelques keV au TeVatron.

Cependant, l'utilisation de particules composites comme les protons implique de ne pas connaître précisément l'énergie mise en jeu dans le centre de masse. Celle-ci est usuellement notée  $\sqrt{s}$  et peut s'exprimer comme  $\sqrt{4E_1E_2}$ , où  $E_1$  et  $E_2$  sont les énergies des deux faisceaux. Lors d'une collision hadronique, les constituants du proton (quark et gluon), aussi appelés *partons*, n'emportent qu'une fraction  $x$  de l'énergie du proton (ou anti-proton) initiale. L'énergie réellement utilisable est alors donnée par  $\sqrt{s} = \sqrt{4x_1E_1x_2E_2}$ . Il faut remarquer que cette situation est propice à la recherche de nouvelles particules de masse *a priori* inconnue puisqu'elle permet de balayer simultanément une large gamme d'énergie lors de l'interaction dure. Les machines hadroniques sont ainsi communément orientées "découverte". C'est au sein de telles machines que furent ainsi découverts les bosons de jauge W et Z par le détecteur UA1 [20, 21] auprès du  $Spp\bar{S}^4$ , ou le quark top au TeVatron. Le boson de Higgs ou les particules supersymétriques sont aussi attendues au TeVatron ou, plus tard, au LHC.

Dans le cas des machines  $e^+e^-$ , l'énergie des faisceaux est bien connue et la cinématique de la collision contrainte. Ces machines sont alors plutôt orientées "mesures de précision". Le LEP a ainsi effectué les mesures précises des masses du Z et du W ou des tests de la structure quantique de l'interaction électrofaible. L'ILC permettra, à la suite du LHC, de mesurer précisément les masses des particules ainsi que les couplages issus des nouvelles théories mises à jour auprès de ce dernier.

Outre l'énergie disponible dans le centre de masse, la luminosité est un paramètre important lorsqu'il s'agit d'augmenter l'échelle de masse des particules créées <sup>5</sup>. On définit la luminosité instantanée par :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt} \quad (2.2)$$

où  $dN$  est le nombre d'interactions dans l'intervalle de temps  $dt$  et  $\sigma$  la section efficace du processus étudié. Cette quantité mesure le nombre de collisions entre les deux faisceaux par unité de surface et de temps. Elle s'exprime typiquement en  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . On définit aussi la luminosité intégrée comme :

$$L = \int_T \mathcal{L}(t) dt \quad (2.3)$$

où  $T$  est la durée pendant laquelle le collisionneur enregistre des données. Elle a la dimension de l'inverse d'une surface ( $\text{cm}^{-2}$ ) et s'exprime communément en barn<sup>-1</sup> ( $10^{-24}\text{m}^2$ ). On parlera ainsi de picobarn<sup>-1</sup> ( $\text{pb}^{-1}$ ) ou de femtobarn<sup>-1</sup> ( $\text{fb}^{-1}$ ). Nous voyons ainsi que la luminosité intégrée est proportionnelle au nombre d'événements produits pour une section efficace donnée.

<sup>4</sup> *Super Proton Synchrotron*, collisionneur proton anti-protons du CERN.

<sup>5</sup> En effet, la section efficace ponctuelle  $\sigma(q\bar{q} \rightarrow X)$  varie en  $1/s$ .

Elle permet donc de définir la statistique disponible pour le programme de physique à accomplir auprès du collisionneur. Plus celle-ci sera importante, plus la recherche de manifestations de nouvelle physique sera favorable, de même que les mesures précises des processus du Modèle Standard.

Dans le cadre d'un collisionneur proton-antiproton comme le TeVatron, la luminosité instantanée s'exprime suivant la formule [45] :

$$\mathcal{L} = \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} H \left( \frac{\beta^*}{\sigma_l} \right) \left( 1 + \frac{2\alpha^2\sigma_l^2}{\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2} \right)^{-1/2} \quad (2.4)$$

où :

- $f$  est la fréquence de révolution,
- $B$  est le nombre de paquets de protons (ou d'anti-protons) contenus dans chaque faisceau,
- $N_p$  (resp.  $N_{\bar{p}}$ ) est le nombre de protons (resp. anti-protons) dans un paquet,
- $\sigma_p$  (resp.  $\sigma_{\bar{p}}$ ) est la variance de la section transverse des paquets de protons (resp. anti-protons) au point d'interaction.
- $H$  est un facteur de forme qui dépend du rapport entre  $\sigma_l$ , la longueur du paquet, et  $\beta^*$ , la fonction  $\beta$  au point d'interaction.  $H$  est typiquement inférieur à l'unité,
- le dernier terme rend compte de la diminution de luminosité induite par la présence d'un angle de croisement  $\alpha$  entre les faisceaux au point de collision. Il dépend à la fois de  $\sigma_l$  et de  $\sigma_t$ , taille transverse des paquets.

D'après cette formule, pour maximiser la luminosité instantanée, il est possible de jouer sur plusieurs leviers : diminution de la taille transverse des faisceaux, augmentation du nombre de paquets, du nombre de protons et d'anti-protons. Tous ces aspects ont fait l'objet d'améliorations et d'optimisations tout au long de la vie du TeVatron. Ils seront détaillés dans la section suivante. Notons cependant que malgré les efforts engagés et les progrès accomplis, le nombre d'anti-protons reste le facteur limitant pour l'augmentation de la luminosité du TeVatron.

## 2.2.2 L'accélérateur

La production, l'accélération et la mise en collision des faisceaux de protons et d'anti-protons nécessitent une chaîne complexe impliquant l'utilisation de sept accélérateurs (un linéaire et six synchrotrons circulaires) s'étendant sur une longueur totale de 9 km. Un schéma des différents composants de cette chaîne est représenté sur la figure 2.2. Une description complète peut être trouvée ici [46, 47]. Nous nous contenterons d'en résumer les principales étapes dans ce qui suit.

### a) La source de protons

Le point de départ de toute la chaîne d'accélération est une simple bouteille cylindrique de 6.9 L de gaz d'hydrogène comprimé ( $H_2$ )<sup>6</sup>. Le gaz d'hydrogène est d'abord ionisé à l'aide d'un champ électrique pour former des protons. Ceux-ci dérivent ensuite vers une plaque de césium à laquelle ils arrachent 2 électrons pour former des ions  $H^-$ . Ces derniers sont ensuite portés à une énergie de 750 keV à l'aide d'un accélérateur Cockroft-Walton [48]. La figure 2.3 montre une photographie de celui-ci (à droite) ainsi qu'un schéma de la production des ions  $H^-$  (à gauche).

<sup>6</sup>Cette bouteille contient  $5.10^{25}$  atomes d'hydrogène. Ainsi, si le TeVatron fonctionnait 365 jours par an, 24h/24, elle pourrait être utilisée pendant 500 000 ans ! En fait, à cause d'inefficacités dans la source d'ions, elle est remplacée environ une fois par an.

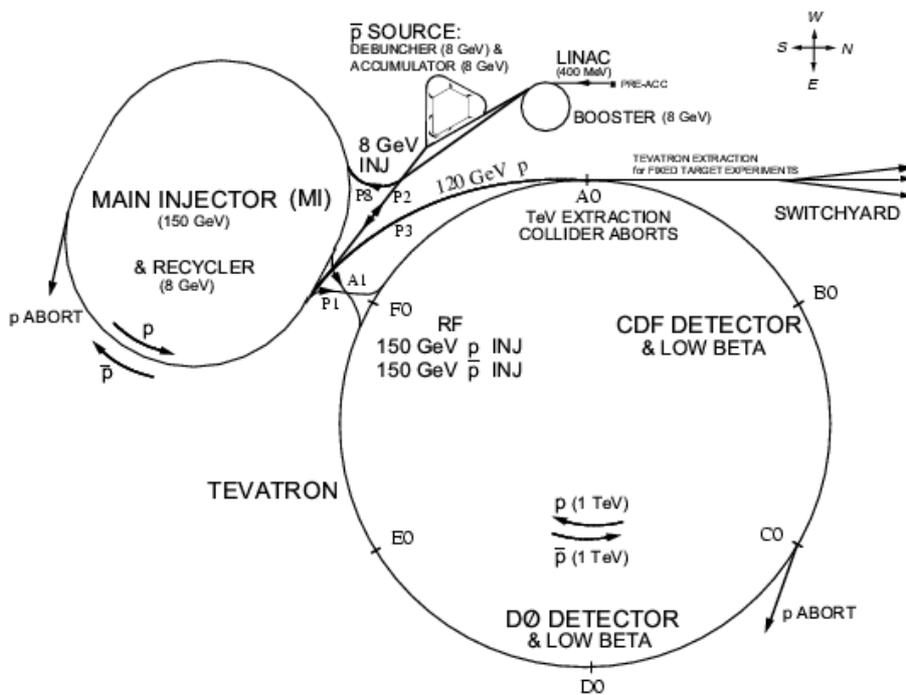
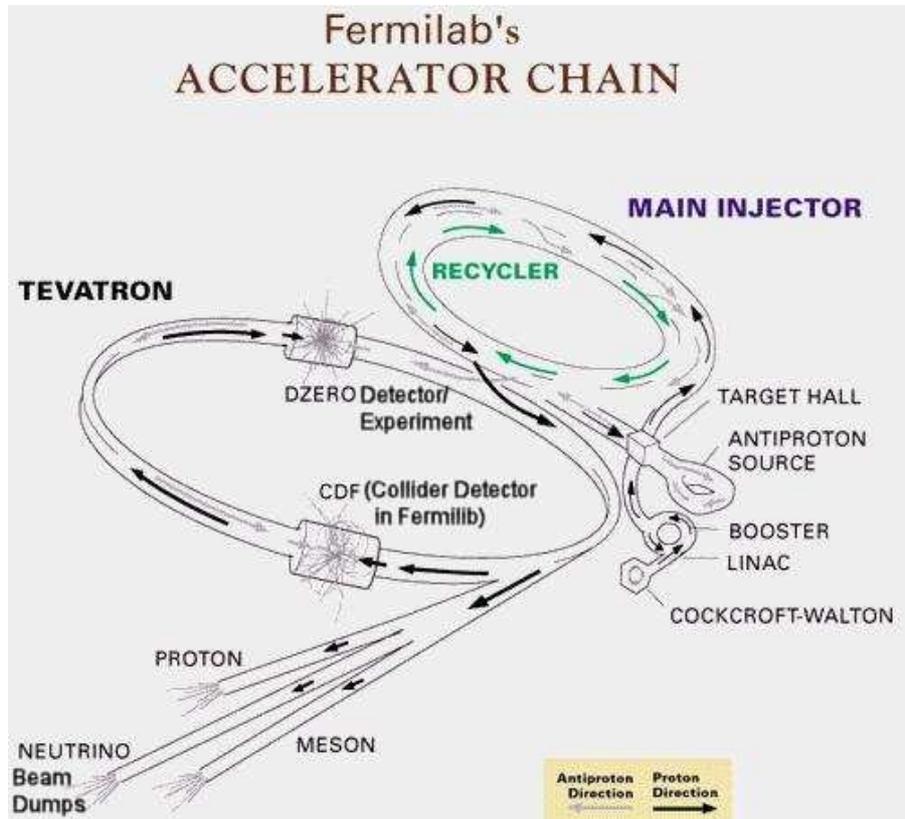


FIG. 2.2 – Schémas de la chaîne d'accélération du Tevatron.

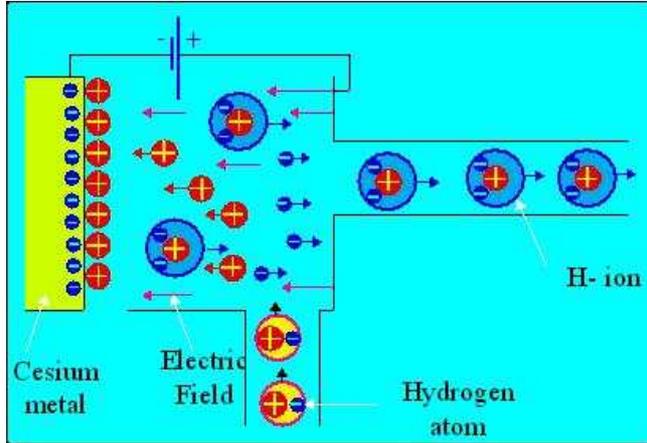


FIG. 2.3 – Schéma de la production des ions  $H^-$  (à gauche). Photographie de l'accélérateur Cockroft-Walton (à droite).

Les ions  $H^-$  sont ensuite transportés, via une ligne de transfert, vers la nouvelle étape d'accélération : le *LINAC*<sup>7</sup>. Cet accélérateur linéaire long de 130 m amène l'énergie des ions de 750 keV à 400 MeV à l'aide de cavités radio-fréquences accélératrices. Il est composé de plusieurs modules appelés *tankers* à l'intérieur desquels un champ électromagnétique oscille à une fréquence de 200 MHz. La figure 2.4 montre le schéma de l'un de ces modules. Il est constitué d'une série de tubes à dérives séparés par de faibles interstices. Le champ accélère les ions dans l'espace entre les deux tubes. À mesure que la vitesse des particules augmente, la longueur des tubes augmente. Les faisceaux créés par le *LINAC* sont structurés en paquets (ou *pulses*) de  $6.3 \times 10^{12}$  ions et sont envoyés à une fréquence de 15 Hz vers le *BOOSTER*.

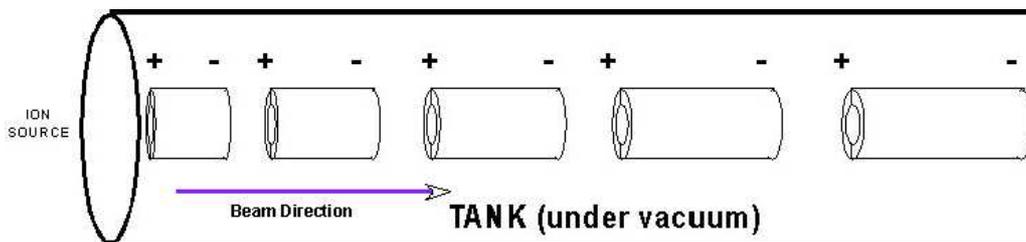


FIG. 2.4 – Schéma d'un module du LINAC.

Le *BOOSTER* est le premier accélérateur circulaire de type synchrotron de la chaîne d'accélération du Fermilab. Il est composé d'un ensemble de 96 aimants permettant de courber et de focaliser le faisceau, ainsi que de cavités radiofréquence accélérant les particules (voir figure 2.5, à droite). A l'entrée du *BOOSTER*, les électrons des ions  $H^-$ , faiblement liés au noyau, sont arrachés en passant au travers d'une fine feuille de carbone, laissant alors uniquement un faisceau de protons (voir figure 2.5, à gauche). Ceux-ci parcourent alors les 475 m du *BOOSTER* environ 20 000 fois, sur une période de 0.033 seconde, afin d'atteindre progressivement une énergie de 8 GeV.

<sup>7</sup>pour *Linear Accelerator*.

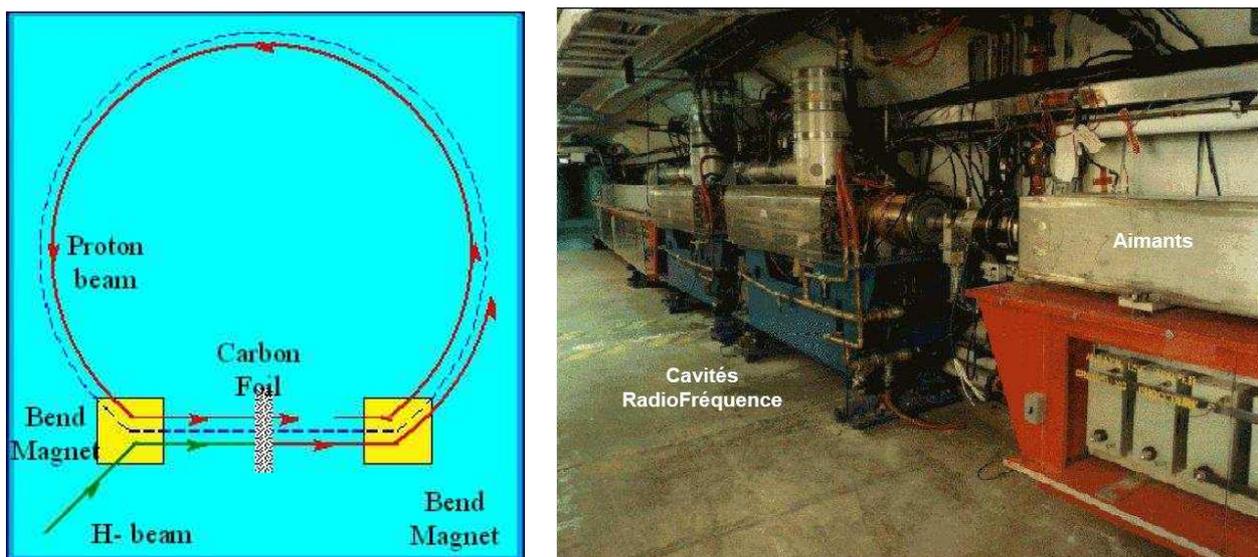


FIG. 2.5 – Schéma de fonctionnement du *BOOSTER* (à gauche). Photographie du tunnel du *BOOSTER* avec vue sur les aimants et les cavités radiofréquence (à droite).

Les protons sont ensuite envoyés vers l'injecteur principal (ou *Main Injector* en anglais), la dernière étape d'accélération avant l'injection dans le TeVatron. Ce synchrotron circulaire de 3.3 km de circonférence est l'ajout majeur du *Run II* par rapport au *Run I*. Il a été conçu en 1998 afin de remplacer l'anneau principal (ou *Main Ring*), auparavant dans le même tunnel que le TeVatron. Il permet d'accélérer les protons (ainsi que les anti-protons) de 8 à 150 GeV. Il est constitué de 344 aimants dipolaires permettant de guider les faisceaux et de 208 aimants quadripolaires de focalisation. Un ensemble de cavités radiofréquence permet d'accélérer les particules jusqu'à 4 MeV par tour.

Comme nous le verrons dans la section suivante, l'injecteur principal joue un rôle majeur dans la production d'anti-protons. Un faisceau de protons de 120 GeV peut en effet être extrait vers la *station cible*. Notons que ce même faisceau peut être aussi utilisé pour la création d'un faisceau de neutrinos destiné aux expériences *NuMI* et *MINOS*.

Au final, le faisceau destiné à être envoyé dans le TeVatron est structuré en paquets intenses d'environ  $3 \cdot 10^{11}$  protons.

Les principales étapes de la production de protons sont résumées dans le tableau 2.1.

Accélérateur	Fonction	Energie en sortie
<i>Preacc</i>	Création du faisceau de $H^-$	750 KeV
<i>LINAC</i>	Accélération des $H^-$	400 MeV
<i>BOOSTER</i>	Production des protons	8 GeV
<i>Main Injector</i>	Accélération des protons	150 GeV
TeVatron	Accélération finale et collisions	980 GeV

TAB. 2.1 – De la production des protons à la collision.

## b) La source d'anti-protons

La production d'anti-protons est un processus complexe nécessitant l'emploi et la mise en place difficile d'une chaîne d'appareillages coûteux. Cette chaîne est constituée de trois éléments majeurs qui seront décrits en détail dans ce qui suit :

- la station cible,
- le *Debuncher*,
- l'Accumulateur.

La figure 2.6 montre l'organisation de ces différents éléments. Une des clés pour accumuler un grand nombre d'anti-protons (et permettre ainsi d'augmenter la luminosité) est le refroidissement des faisceaux. Les techniques employées au TeVatron seront aussi détaillées.

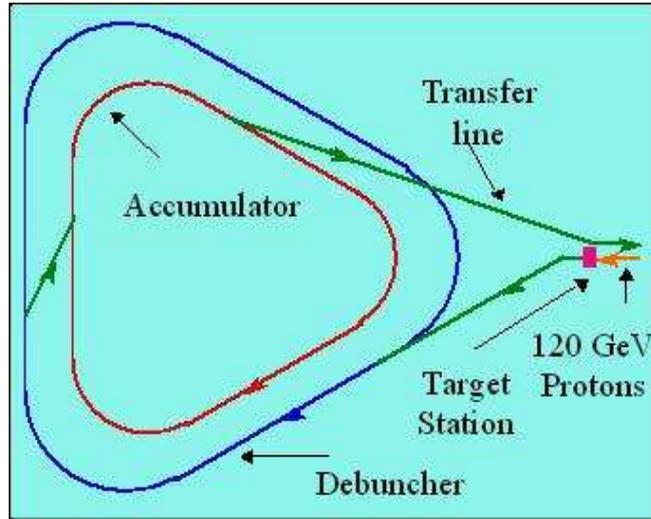


FIG. 2.6 – Schéma du complexe de production et d'accélération des anti-protons

Comme dit précédemment, un faisceau de protons de 120 GeV peut être extrait de l'injecteur principal. Il est ensuite envoyé sur une cible de nickel (voir figure 2.7). Cette opération peut être répétée toutes les 1.5 secondes. À la suite de la collision, une grande variété de particules est produite mais le taux de création d'anti-protons est très faible : il est de un pour un million de protons frappant la cible. Le faisceau de particules ainsi créé a de plus une dispersion angulaire très grande qu'il convient de réduire. Il passe alors au travers d'une lentille de lithium afin d'être focalisé. À ce stade, le faisceau est encore très hétérogène et il est alors envoyé vers un aimant pulsé jouant le rôle de filtre. Il agit comme un spectromètre de masse et ne sélectionne que les particules de charges négatives.

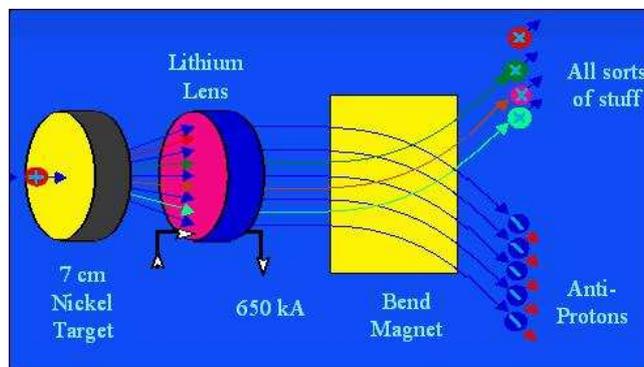


FIG. 2.7 – Schéma de production des anti-protons à l'aide de la *station cible*.

Le faisceau d'anti-protons créé à la sortie du bombardement de la cible de nickel est structuré en paquets car le faisceau de protons utilisé est lui-même structuré en paquets. Mais ce

faisceau possède une grande dispersion en énergie du fait de sa création par collisions. Le rôle du *Debuncher* est de réduire la dispersion en énergie en augmentant celle en temps. C'est un synchrotron de forme triangulaire de 90 m de rayon (voir figure 2.8). Selon leurs énergies, les anti-protons ne suivent pas la même trajectoire. Ainsi, plus leur énergie sera faible, plus ils circuleront sur une orbite basse et seront alors accélérés par les cavités radiofréquence. Inversement, les anti-protons de plus haute énergie, circulant sur des orbites plus hautes, seront déccélérés (voir la figure 2.8). Ce processus permet de réduire peu à peu la dispersion en énergie en quelques 100 millisecondes au prix de la perte de la structure en paquets.

Les anti-protons sont ensuite envoyés vers un nouveau synchrotron de forme triangulaire, l'Accumulateur. D'un rayon de 75m et situé dans le même tunnel que le *Debuncher*, il permet de regrouper les anti-protons par paquets de 8 GeV. Ils peuvent y être stockés pendant plusieurs heures. Dès que leur nombre est jugé suffisant pour les collisions, ils sont envoyés vers l'Injecteur Principal dans lequel ils sont accélérés, tout comme les protons, jusqu'à une énergie de 150 GeV.

Dans chacun des deux synchrotrons, *Debuncher* et Accumulateur, une technique de refroidissement stochastique des faisceaux est utilisée. Son invention a valu à Simon Van Der Meer le Prix Nobel de Physique en 1984 [49]. Cette technique permet de réduire le mouvement des particules les unes par rapport aux autres et donc de réduire l'émittance du faisceau. Pour ce faire, des électrodes mesurent un signal de déviation des anti-protons par rapport à l'orbite centrale d'un côté de l'anneau, l'amplifie, et l'applique de l'autre côté de l'anneau afin de corriger l'orbite. À la fin de ce processus essentiel à l'augmentation de la luminosité, la dispersion angulaire et spatiale du faisceau est réduite.

Les principales étapes de la production d'anti-protons sont résumées dans le tableau 2.2. La source d'anti-protons est capable de produire et de stocker près de  $2 \cdot 10^{11}$  protons par heure.

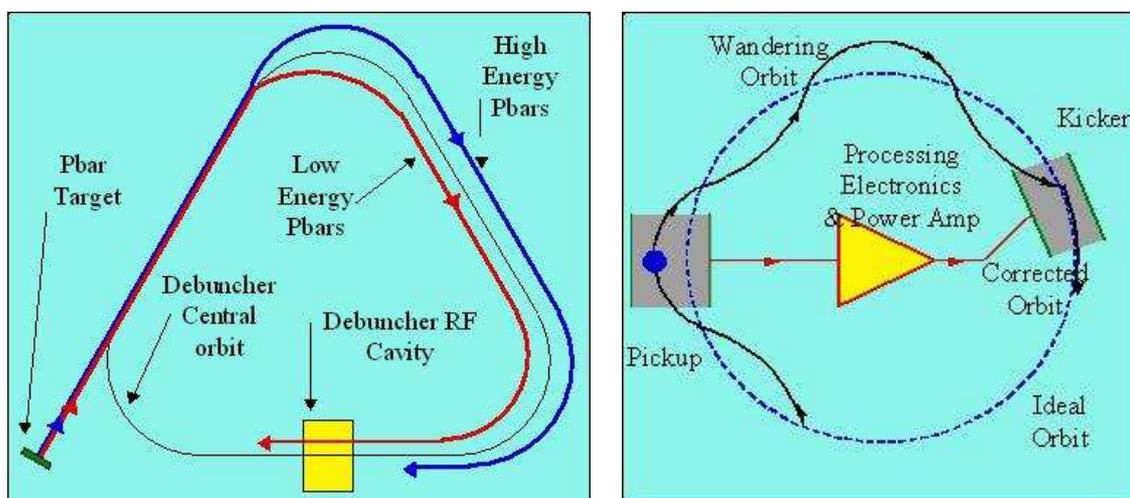


FIG. 2.8 – Schéma du *Debuncher* (à gauche). Schéma du système de refroidissement stochastique (à droite).

Le facteur limitant l'augmentation de la luminosité étant toujours le nombre d'anti-protons, un nouvel anneau a été construit pour le *Run II* : le Recycleur (ou *Recycler*). Situé dans le même tunnel que l'Injecteur Principal et constitué d'aimants permanents, il n'accélère pas les anti-protons mais les stocke tout en conservant leur énergie cinétique à 8 GeV. Initialement, son but était de recycler les anti-protons après un *store*<sup>8</sup>, les refroidir et les stocker jusqu'à une

<sup>8</sup>période pendant laquelle les protons et anti-protons sont stockés dans le TeVatron.

Accélérateur	Fonction	Energie en sortie
Cible de nickel	Création des anti-protons	< 120 GeV
<i>Debuncher</i>	Uniformisation du faisceau	8 GeV
<i>Accumulator</i>	Uniformisation et stockage	8 GeV
<i>Main Injector</i>	Accélération des anti-protons	150 GeV
TeVatron	Accélération finale et collisions	980 GeV

TAB. 2.2 – De la production des antiprotons à la collision.

prochaine période de collisions. Malheureusement, dû à des problèmes au début du *Run II*, cette fonction a été abandonnée et il a été décidé qu'il seconderait l'Accumulateur pour le stockage. En effet, il a été constaté que dès qu'un nombre d'anti-protons trop grand est atteint dans l'Accumulateur, des instabilités peuvent se développer et conduire à la perte pure et simple des anti-protons. Jusqu'à cinq trillions d'anti-protons provenant de l'Accumulateur peuvent ainsi être stockés avant d'être envoyés dans le TeVatron pour l'accélération finale. Son utilisation a permis d'augmenter la luminosité.

Tout comme le *Debuncher* et l'Accumulateur, le Recycleur utilise la technique de refroidissement stochastique afin de réduire la dispersion des faisceaux. Cependant, cette méthode perd de son efficacité à mesure que l'intensité des faisceaux augmente. Dès que le seuil de  $2 \cdot 10^{12}$  anti-protons stockés dans le Recycleur est atteint, il est nécessaire d'utiliser une nouvelle technique : le refroidissement par électrons. Imaginée en 1966 par G.I. Budker [50], elle n'a finalement été mise en place avec succès au TeVatron qu'en 2005. Elle consiste à faire diffuser un faisceau d'électrons très intense de 4.5 MeV avec les anti-protons afin d'obtenir un équilibre thermique. Un schéma du dispositif de refroidissement par électrons est montré sur la figure 2.9.

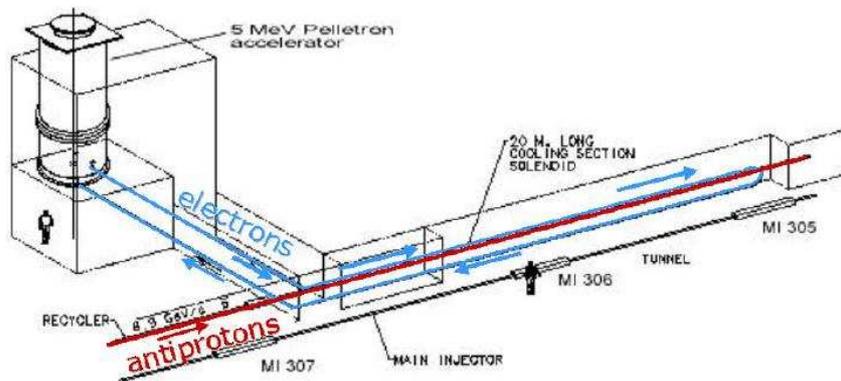


FIG. 2.9 – Schéma du dispositif de refroidissement par électrons.

### c) Le TeVatron

L'accélération finale ainsi que la mise en collision des faisceaux de protons et d'anti-protons sont effectuées au sein de l'anneau TeVatron, un synchrotron quasi-circulaire de 1 km de rayon. Il est constitué de 8 cavités radiofréquences permettant d'accélérer les protons (et les anti-protons) provenant de l'Injecteur Principal de 150 à 980 GeV. Un ensemble d'environ 1000 aimants supraconducteurs niobium/titane permet de guider et de focaliser les faisceaux. Ils sont parcourus par un courant de 4530 Ampères générant un champ magnétique de 4.2 Teslas (contre 8.4 pour le LHC). Afin de garder leur propriété supraconductrice, les aimants sont maintenus à

une température d'environ 4 K à l'aide d'un système cryogénique utilisant de l'hélium liquide. Le TeVatron est découpé en 6 sections droites étiquetées de A à F (voir figure 2.10).

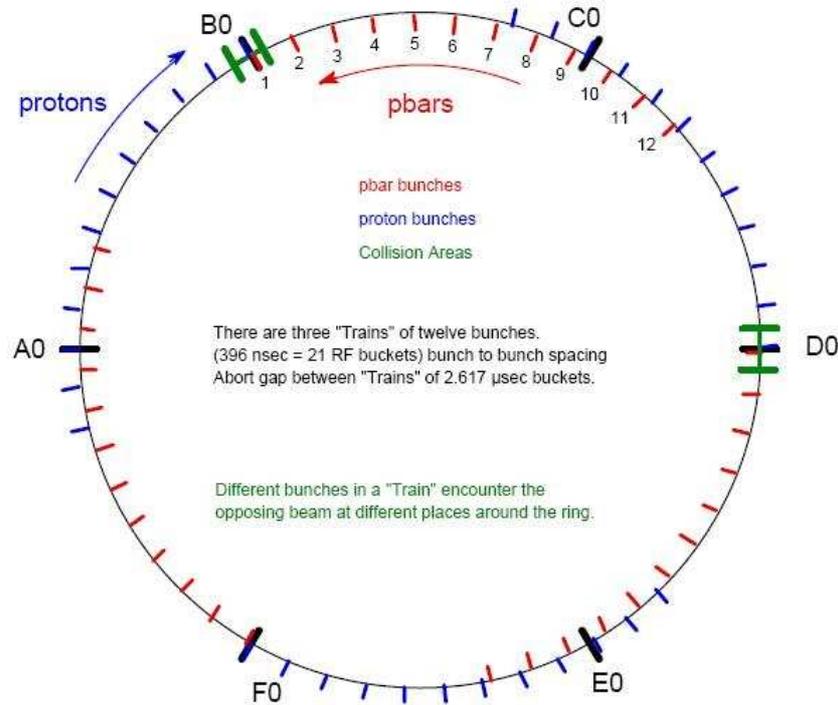


FIG. 2.10 – Schéma de l'anneau de collision TeVatron montrant la structure des faisceaux en paquets ainsi que les différentes sections du TeVatron. Les zones de collisions sont indiquées en vert.

Les collisions entre les protons et les anti-protons ont lieu en deux points : B0 pour l'expérience CDF, et D0 pour l'expérience du même nom. Les cavités radiofréquence accélératrices sont localisées dans le secteur F. C'est aussi ici que sont injectés les faisceaux de 150 GeV provenant de l'Injecteur Principal. Une période de prise de données peut être interrompue à cause d'une instabilité des faisceaux. Ceux-ci sont alors évacués au plus vite au point A0 afin de ne pas endommager les aimants ou les détecteurs.

Comme il a été dit précédemment, les faisceaux ne sont pas continus. Dans l'anneau TeVatron, les 36 paquets de protons et d'antiprotons sont répartis en trois super-paquets (*super-bunches*) espacés de  $2.6 \mu s$ , eux-mêmes composés de douze paquets (*bunches*) séparés de 396 ns.

#### d) Périodes de fonctionnement

Au total, le cycle de production de protons et d'anti-protons dure une dizaine d'heures. Une fois les faisceaux introduits, leur durée de vie est d'une quinzaine d'heures environ, période (appelée *store*) pendant laquelle les détecteurs DØ et CDF enregistrent les produits des collisions. La période de collisions prend fin lorsque le nombre de protons et d'anti-protons devient trop faible pour être utile au programme de physique des expériences. La durée de vie des faisceaux est en outre diminuée par l'interaction avec le gaz résiduel contenu dans le tube à vide.

Afin de garantir un fonctionnement continu du TeVatron, les anti-protons sont produits et stockés durant les *stores*. Dans l'expérience DØ, les temps de prises de données sont découpées en périodes variant de 2 à 4 heures suivant la luminosité instantanée, appelées *runs*. Entre chaque *run*, les menus de déclenchement (voir section 2.3.8) peuvent être modifiés afin de s'adapter aux conditions de luminosité instantanée.

La prise de données du *Run II* a officiellement démarrée en Mars 2001. Depuis cette date, la luminosité intégrée délivrée par la machine a atteint les  $4.79 \text{ fb}^{-1}$  (voir figure 2.11). Les paliers observés sur cette figure correspondent à des périodes d'arrêt pendant lesquelles des améliorations, des réparations ou de simples entretiens ont été effectués. La figure 2.12 montre les pics de luminosité instantanée en fonction du temps. Le record actuel,  $315 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , fut atteint le 18 Mars 2008.

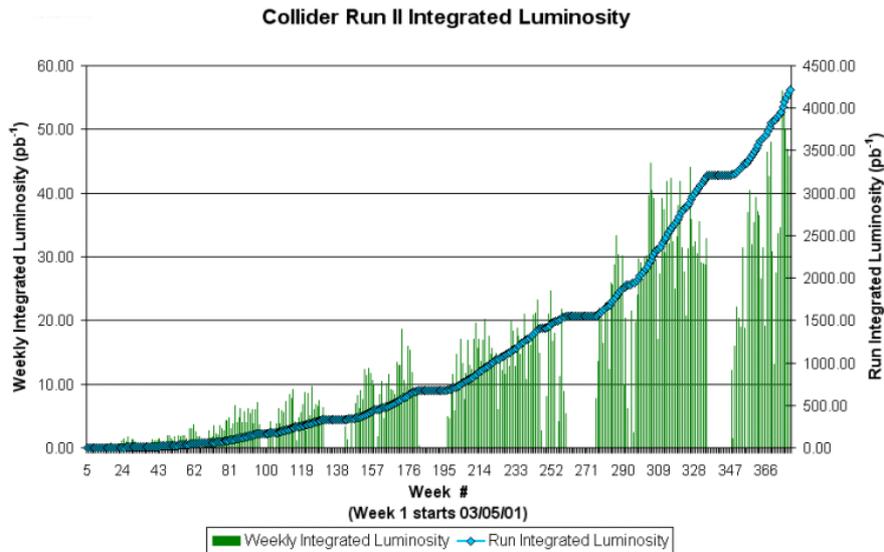


FIG. 2.11 – Luminosité intégrée délivrée par le TeVatron depuis Mars 2001.

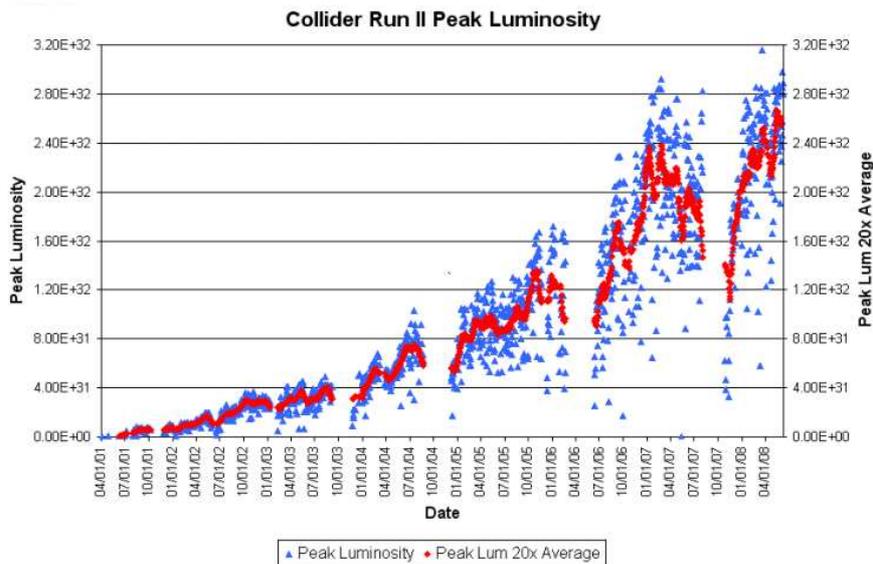


FIG. 2.12 – Pics de luminosité intégrée.

## 2.3 Le détecteur DØ

DØ est un des deux détecteurs chargés d'identifier les produits de collisions du TeVatron et d'en mesurer les caractéristiques (charge, impulsion, etc...). C'est un appareil de facture classique en physique des particules, composé de sous-systèmes agencés de façon concentrique autour de l'axe du faisceau (voir figure 2.13). Entre le *Run I* et le *Run II*, le détecteur a été profondément modifié afin de maximiser le potentiel de physique de l'expérience. Les principales modifications comprennent [51] :

- le remplacement complet du système de trajectographie par l'association d'un détecteur à micro-pistes de silicium, d'un détecteur à fibres scintillantes ainsi que par l'ajout d'un aimant solénoïdal générant un champ magnétique de 2 Teslas placé devant le calorimètre.
- l'ajout de détecteurs de pieds de gerbe dans la partie centrale ainsi qu'à l'avant.
- une couverture angulaire plus importante des détecteurs à muons ainsi qu'une meilleure granularité.
- la modification de toute l'électronique de lecture du calorimètre, du système de déclenchement et d'acquisition des données.

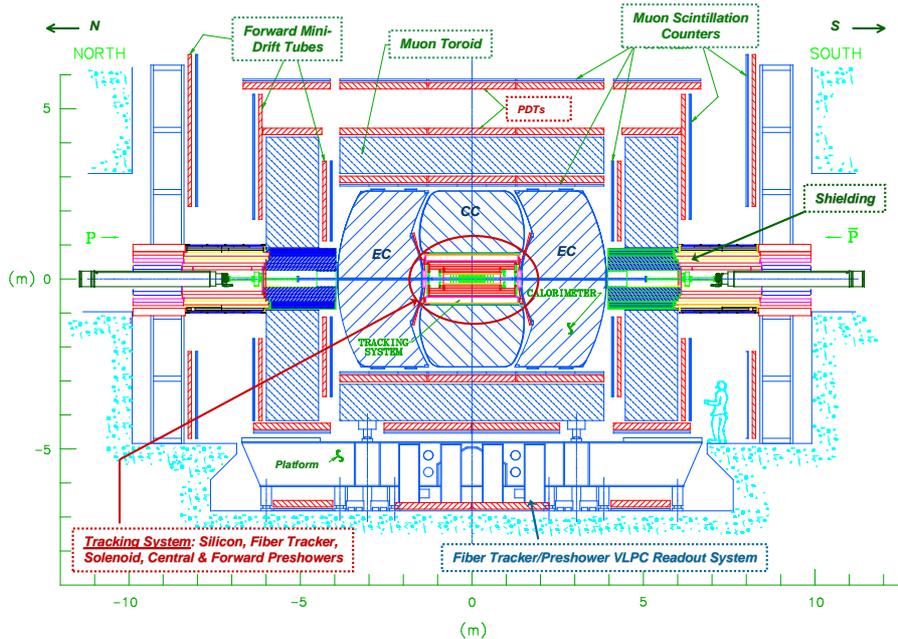


FIG. 2.13 – Schéma du détecteur DØ au début du RunII.

En outre, afin de tirer parti de tous les avantages des prises de données à très haute luminosité du *Run IIb*, de nouvelles améliorations ont eu lieu au printemps 2006. Une nouvelle couche de silicium (dite *Layer 0*) a ainsi été ajoutée au plus près du tube à vide afin d'améliorer la précision sur la position des vertex d'interaction. Le niveau 1 du système de déclenchement a de plus été complètement revu tandis qu'un important travail a été accompli afin de restaurer toutes les capacités de détection la région inter-cryostatique (remplacement de compteurs, récupération des canaux morts, ...).

Tous les sous-détecteurs seront décrits dans la section ci-après, de même que les améliorations qui leur ont été apportées au cours des différentes périodes de fonctionnement.

### 2.3.1 Généralités

Dans la description du détecteur, ainsi que dans l'analyse de données, DØ utilise un repère orthonormé direct centré sur le centre géométrique  $O$  du détecteur. La direction du faisceau de protons est représentée suivant l'axe  $Oz$ . L'axe  $Oy$  est dirigé selon la verticale alors que l'axe  $Ox$  pointe horizontalement vers le centre du TeVatron. Le sens positif de l'axe  $z$  est défini comme le sens de circulation des protons.

Pour repérer les objets dans l'espace, on utilise usuellement un repère cylindrique  $(r, \theta, \phi)$ , où  $\theta$  et  $\phi$  sont les angles polaire et azimutal respectivement et  $r$  la distance  $\sqrt{x^2 + y^2}$ . Dans les collisionneurs hadroniques, on préfère cependant utiliser la rapidité à la place de l'angle polaire :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (2.5)$$

Cette variable est pertinente pour décrire la position d'une particule. En effet, on peut aisément montrer que par poussée de Lorentz  $\beta$  le long de l'axe  $z$ ,  $y \rightarrow y - \frac{1}{2} \ln(\frac{1+\beta}{1-\beta})$ , la forme de la distribution  $dN/dy$  reste invariante. Dans la limite relativiste,  $(mc^2/E) \rightarrow 0$ , cette quantité s'approxime par la pseudo-rapidité  $\eta$ , définie comme :

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)] \quad (2.6)$$

La collision n'ayant pas toujours lieu exactement au centre du détecteur, il est commode de définir cet angle de deux façons :

- “ $\eta$  détecteur” ou  $\eta_{det}$ , la pseudo-rapidité mesurée par rapport à l'origine du détecteur (en  $z = 0$ ).
- “ $\eta$  physique” ou  $\eta_{phy}$ , la pseudo-rapidité mesurée à partir du point d'interaction déterminé par le vertex primaire (à un  $z$  quelconque).

La figure 2.14 (à droite) montre un schéma des différentes pseudo-rapidités utilisées.

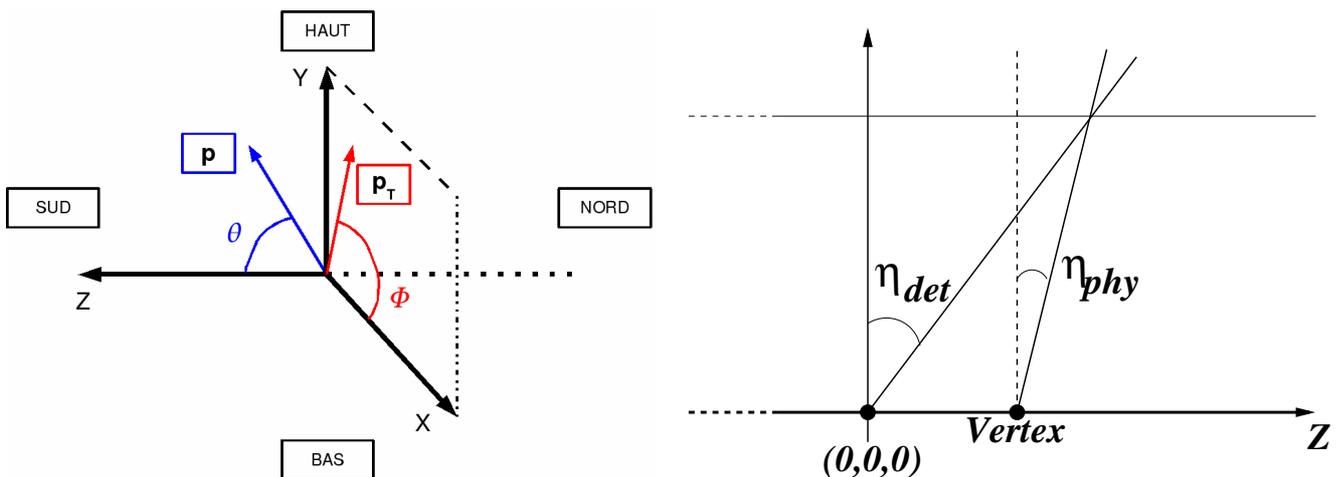


FIG. 2.14 – Système de coordonnées utilisées dans DØ (à gauche) [52]. Définition de  $\eta_{det}$  et  $\eta_{phy}$  (à droite) [53].

Lors d'une collision hadronique, les constituants du proton ne transportent qu'une fraction a priori inconnue de l'impulsion du proton. L'impulsion totale mise en jeu dans la collision est alors inconnue. En outre, les partons ne participant pas à la collision dure, dits “partons spectateurs”, ont tendance à produire des jets “à l'avant” (grande valeur de  $\eta$ ). La composante

longitudinale ne peut être connue avec précision car un grand nombre de particules reste alors dans le tube à vide. En revanche, on peut faire l'hypothèse que l'impulsion transverse des partons dans le proton est négligeable. L'impulsion transverse devant être conservée, la somme des impulsions transverses de l'état final doit être nulle. On travaillera alors avec des quantités déterminées dans le plan orthogonal au faisceau. On définit l'énergie transverse  $E_T$  comme :

$$E_T = E \times \sin \theta \quad (2.7)$$

Pour des particules de masse nulle,  $E_T = p_T$ . Certaines particules interagissent peu (les muons) ou pas du tout (les neutrinos) avec le calorimètre. Afin d'estimer leur énergie, il est possible d'utiliser une nouvelle fois la conservation de l'énergie dans le plan transverse et de définir alors l'énergie transverse manquante comme l'opposé de l'énergie transverse totale observée (voir section 3.2.4 d)).

### 2.3.2 Le trajectographe interne

Au plus près du tube à vide se trouve le trajectographe interne. Il est composé d'un détecteur à micro-pistes de silicium, le SMT (pour *Silicon Microstrip Tracker*), d'un détecteur à fibres scintillantes, le CFT (pour *Central Fiber Tracker*) ainsi que d'un aimant solénoïdal. Le rôle de ce sous-détecteur est crucial pour l'identification et la caractérisation des particules chargées. Il permet en outre de mesurer avec une grande précision la position des vertex d'interaction. L'identification d'un vertex secondaire déplacé signant la présence d'un quark de saveur lourde (b ou c), ses performances sont de première importance dans le cadre de la recherche du boson de Higgs. La figure 2.15 montre une vue d'ensemble du détecteur de traces (au *Run IIa*).

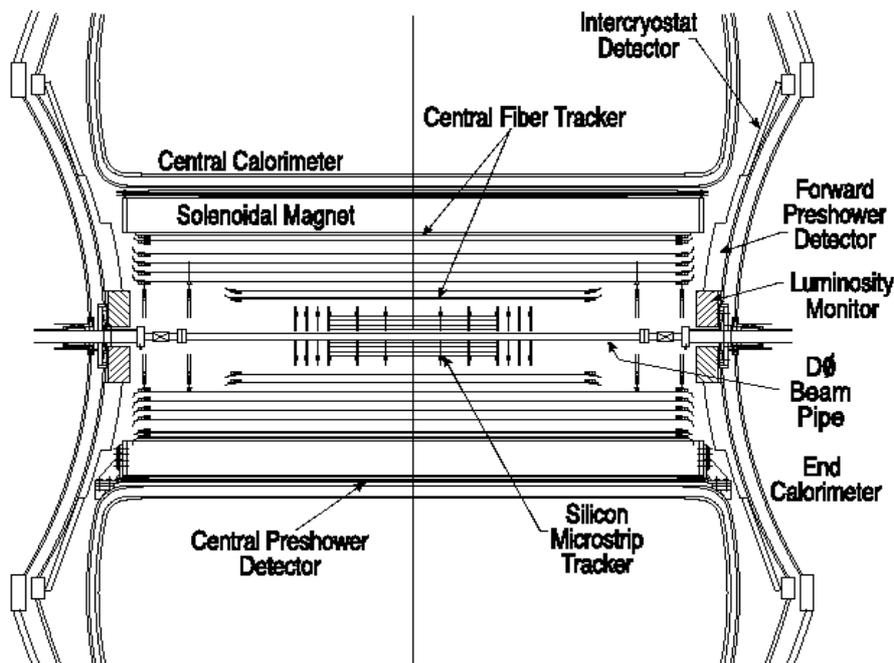


FIG. 2.15 – Schéma d'ensemble du détecteur de traces.

#### a) Le SMT

Le SMT [54] a été conçu pour répondre aux besoins de deux types de physique étudiés au TeVatron : la physique dite "centrale" ( $|\eta_{det}| < 1.5$ ) dont les particules produites possèdent des grandes impulsions transverses et la physique du b "à l'avant" (jusqu'à  $|\eta_{det}| \approx 3$ ). La volonté de

couvrir une large région angulaire, proche de celle du calorimètre et du spectromètre à muons, a contraint en grande partie la géométrie du détecteur, de l'électronique de lecture et du système de refroidissement. La longueur de la région d'interaction ( $\sigma_z \approx 25$  cm) a fixé la longueur du SMT. Toutes ces exigences ont amené à opter pour un système de détection hybride utilisant deux formes de détecteur au silicium : les tonneaux et les disques.

La fonction première des tonneaux est la mesure de la coordonnée dans le plan  $r - \phi$  alors que les disques mesurent les coordonnées  $r - z$  et  $r - \phi$ . Ainsi, les vertex de particules créées à l'avant sont reconstruits en trois dimensions par les disques alors que les vertex de la région centrale (petite valeur de  $\eta$ ) sont mesurés par les tonneaux et le détecteur à fibres scintillantes (voir plus loin). La figure 2.16 montre une vue isométrique du SMT.



FIG. 2.16 – Vue isométrique du SMT.

Long de 12 cm chacun, six tonneaux occupent la région centrale. Chaque tonneau est composé de 4 couches, elles-mêmes divisées en deux sous-couches installées en quinconce afin d'étendre au maximum la couverture en  $\phi$ . La figure 2.17 montre une vue en coupe d'un tonneau, permettant d'apprécier la structure en couche décrite ici. Un total de 432 capteurs à micro-pistes de silicium est installé dans chaque tonneau, 12 sur les couches 1 et 2, 24 sur les couches 3 et 4. Plusieurs types de capteurs sont utilisés dans le SMT. Ceux des couches 2 et 4 possèdent deux faces : l'une dont les pistes sont alignées avec l'axe des faisceaux, l'autre dont les pistes forment un angle de  $2^\circ$  avec les premières citées. Cette disposition permet une reconstruction des points d'impact en trois dimensions. Les couches 1 et 3 des quatre tonneaux centraux possèdent également des capteurs double faces avec cependant un angle de  $90^\circ$  entre les deux faces. En revanche, les couches 1 et 3 des tonneaux les plus extérieurs ne sont équipées que de capteurs simple face.

Les disques F sont au nombre de 12 et sont intercalés entre les tonneaux ainsi qu'à leur extrémité. Ils sont positionnés à  $|z| = 12.5, 25.3, 38.2, 43.1, 48.1$  et  $53.1$  cm. Tous identiques, ils ont un rayon interne de 2.6 cm et un rayon externe de près de 10 cm. Ils sont équipés de 144 capteurs trapézoïdaux double faces dont les micro-pistes forment un angle stéréo de  $30^\circ$ .

Afin de mesurer l'impulsion des particules à grande pseudo-rapacité, un autre type de disque est utilisé : les disques H. On en compte 4 au total, situés à l'extrémité du SMT, respectivement à  $|z| = 100.4$  et  $121$  cm. Ils ont un rayon interne de 9.5 cm et un rayon externe de 26 cm. Chaque disque H est équipé de 24 paires de capteurs simple face assemblés dos-à-dos, les paires formant un angle stéréo de  $15^\circ$  entre elles.

L'ensemble du SMT totalise finalement 792 576 canaux de lectures pour une surface de silicium d'environ  $3$  m<sup>2</sup>. L'électronique de lecture rapide permet de fournir aux niveaux 2 et

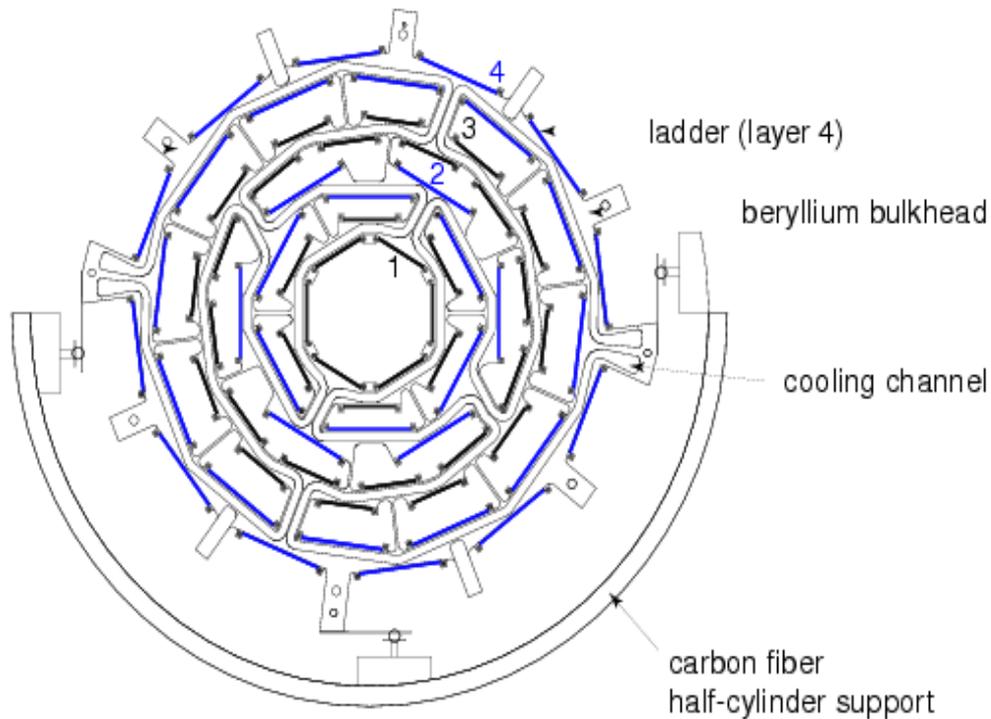


FIG. 2.17 – Coupe dans le plan transverse du SMT.

3 du système de déclenchement (voir section 2.3.8) des informations sur les traces permettant de déclencher sur des événements ayant un vertex déplacé provenant de la désintégration d'un quark  $b$ . Afin de ne pas endommager le silicium, le SMT est refroidi à l'aide d'un mélange d'eau et d'éthylène glycol (30%) circulant dans des tubes intégrés au support en béryllium de l'ensemble du dispositif. Le SMT permet d'atteindre une résolution d'environ  $10 \mu\text{m}$  dans le plan transverse et de  $40 \mu\text{m}$  dans le plan longitudinal.

Malheureusement, les micro-pistes de silicium ont une durée de vie finie et subissent des dommages à cause des radiations. Le SMT avait initialement été prévu pour fonctionner jusqu'à des luminosités intégrées de  $2$  à  $4 \text{ fb}^{-1}$ , mais les objectifs affichés du RunIIb (jusqu'à  $8 \text{ fb}^{-1}$ ) ont nécessité quelques améliorations. Une nouvelle couche de silicium, dite *Layer 0* [55], a ainsi été ajoutée durant le printemps 2006 (voir figure 2.18). Installée sur le tube à vide, à  $1.6 \text{ cm}$  du faisceau (contre  $2.7 \text{ cm}$  pour la première couche SMT), elle doit permettre d'améliorer significativement la résolution sur la mesure du paramètre d'impact des traces ainsi que sur la détermination de la position des vertex. Ces quantités sont cruciales pour l'étiquetage des quarks  $b$  et la précision de leur détermination est un ingrédient essentiel pour la recherche d'un boson de Higgs léger.

FIG. 2.18 – Photographie de la nouvelle couche de silicium (*Layer 0*) ajoutée au SMT pour les besoins du RunIIb.

## b) Le CFT

Un deuxième élément vient compléter le trajectographe : le CFT (pour *Central Fiber Tracker*) [56]. C'est un détecteur à fibres scintillantes constitué de 8 cylindres concentriques (de rayon allant de 20 à 52 cm). En raison du diamètre des disques H du SMT, les deux premiers cylindres ont une longueur de 1.66 m, alors qu'elle est de 2.52 m pour les 6 suivants. La couverture angulaire ainsi obtenue permet d'atteindre des valeurs de pseudo-rapacité ( $|\eta|$ ) de 1.7 (avec toutes les couches).

Chaque cylindre possède deux doubles couches de fibres scintillantes. La première est orientée parallèlement à l'axe des faisceaux alors que la deuxième forme un angle stéréo de  $\pm 3^\circ$  avec la première, permettant ainsi une détermination des trajectoires en trois dimensions. Une double couche est formée de deux sous-couches espacées l'une de l'autre de  $417 \mu\text{m}$ , correspondant au rayon d'une fibre.

Lorsqu'une particule chargée traverse une fibre, une fraction de l'énergie déposée par ionisation est convertie en lumière de scintillation, correspondant à des photons de longueur d'onde de 530 nm. Comme le montre la figure 2.19, les photons se propageant dans une fibre vont rencontrer à une extrémité une fine couche d'aluminium réfléchissante. L'autre extrémité est connectée à une fibre transparente servant de guide d'onde qui va transporter la lumière de scintillation jusqu'au système de mesure composé d'appareils appelés VLPC (pour *Visible Light Photon Counters*). Ce sont des photo-détecteurs à avalanche qui convertissent la lumière incidente en signal électrique. Opérant à une température de 9 K, ils doivent être refroidis à l'aide d'un système cryogénique fonctionnant à l'hélium liquide. Dotés d'une réponse rapide et d'une excellente efficacité quantique (supérieure à 75%), ils peuvent fournir des informations au système de déclenchement dès le niveau 1 (voir section 2.3.8 a)).

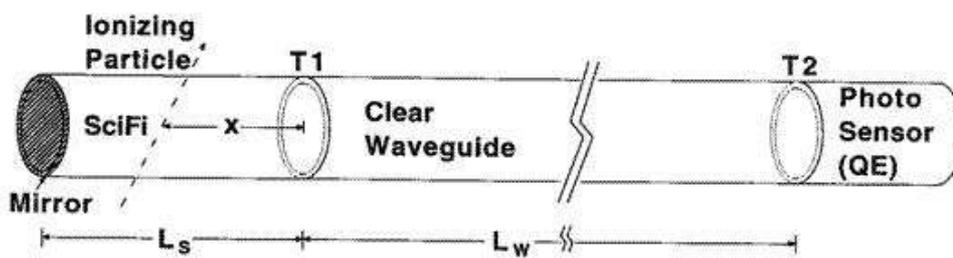


FIG. 2.19 – Schéma d'une fibre scintillante couplée à une fibre transparente.

Les fibres transparentes ont une longueur de 7.8 à 11.9 m. Elles ont le même diamètre, la même structure et la même composition chimique que les fibres scintillantes mais ne contiennent pas de colorants fluorescents. Au total, 200 km de fibres scintillantes et 800 km de fibres transparentes sont utilisées dans le CFT.

L'association du SMT et du CFT permet d'améliorer la résolution sur le paramètre d'impact des traces, défini comme la distance minimale entre la trace et le vertex primaire (voir figure 2.20).

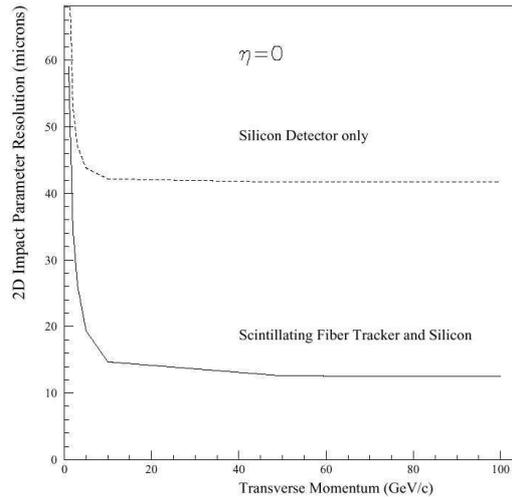


FIG. 2.20 – Amélioration de la résolution du paramètre d’impact des traces par l’association du CFT et du SMT.

### c) L’aimant solénoïdal

Le troisième et dernier élément du trajectographe est un aimant solénoïdal superconducteur. Il a été conçu pour permettre la mesure de l’impulsion transverse des particules chargées produites lors des collisions. Il a été rajouté pour les besoins du *Run II*. Ses dimensions (2.73 m de long pour un diamètre de 1.42 m) ont été contraintes par l’espace disponible à l’intérieur du calorimètre central. Il est composé de deux couches supraconductrices faites d’un alliage d’aluminium, de cuivre, de niobium et de titane maintenues à une température d’environ 10 K par un système cryogénique fonctionnant à l’hélium liquide.

L’aimant, parcouru par un courant nominal de 4769 Ampères, produit un champ magnétique homogène (à 0.5%) de 2 Teslas qui permet de courber la trajectoire des particules chargées. Une cartographie du champ magnétique est présentée sur la figure 2.21.

### 2.3.3 Les détecteurs de pieds de gerbes

Bien que le solénoïde ait été conçu de manière à être le plus fin possible, il représente tout de même une quantité de matière non-instrumentée non négligeable ( $\approx 0.9 X_0^9$  devant le calorimètre). Si l’on ajoute à la bobine le SMT, le CFT ainsi que tous les câbles ou supports des détecteurs, un total de  $2 X_0$  se trouve devant le calorimètre pour des particules en incidence normale ( $|\eta_{det}| = 0$ ), cette quantité pouvant atteindre  $4 X_0$  à grands angles. Ainsi, les particules peuvent initier leur gerbe avant de pénétrer dans le calorimètre, dégradant alors la résolution sur la mesure de leur énergie. C’est pour cette raison que des détecteurs de pieds de gerbe (ou *preshower detectors* en anglais) ont été installés pour le *Run II*. Outre la correction de l’énergie perdue dans les matériaux morts, ces détecteurs ont pour but d’aider à l’identification des particules et à la mesure précise de leur position. Ils agissent donc à la fois comme des calorimètres et des détecteurs de traces. La rapidité de leurs mesures permet d’utiliser leurs informations dès le niveau 1 du système de déclenchement (voir section 2.3.8 a)).

Les détecteurs de pieds de gerbes sont constitués de couches triangulaires de scintillateurs agencés de manière alternée afin de minimiser les zones mortes. Au centre de chaque module se

<sup>9</sup> $X_0$  est la longueur de radiation. Sa définition est donnée à 2.3.4 a).

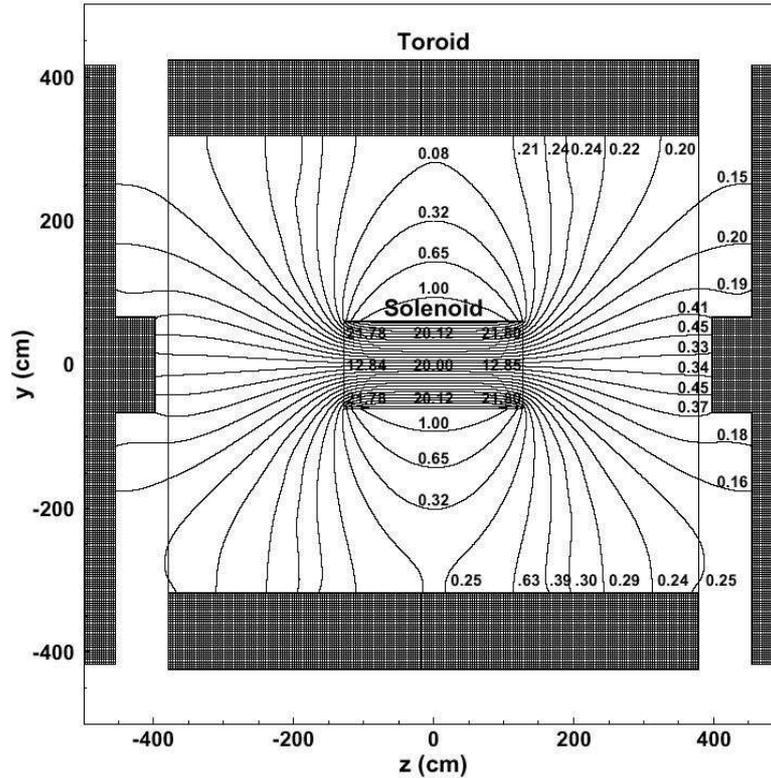


FIG. 2.21 – Vue dans le plan transverse du champ magnétique créé au centre par le solénoïde et à l'extérieur par le toroïde.

logé une fibre transparente servant de guide d'onde dont le rôle est de transporter la lumière de scintillation produite au passage des particules vers des VLPC. Toute l'électronique de lecture ainsi que les guides d'onde sont en commun avec le CFT. Il y a trois détecteurs de pieds de gerbes :

- le premier, nommé CPS (pour *Central PreShower*), est situé dans la partie centrale et couvre une région angulaire jusqu'à  $|\eta| < 1.3$  (voir figure 2.22). Il est logé dans les 5 cm d'espace disponible entre la bobine supraconductrice et le calorimètre central. Il est composé de trois couches cylindriques de scintillateurs agencés de manière concentrique. La première couche est parallèle à l'axe des faisceaux tandis que les deux autres forment avec la première un angle de stéréo de  $\pm 24^\circ$ , respectivement, permettant une nouvelle fois une reconstruction tridimensionnelle.
- les deux autres sous-détecteurs, nommés FPS (pour *Forward PreShower*), occupent la région entre le moniteur de luminosité (voir la section 2.3.7) et les détecteurs intercryostatiques (voir la section 2.3.4 e)). Ils sont fixés sur les parois internes des calorimètres bouchons et offrent la couverture angulaire  $1.5 < |\eta| < 2.5$ . Chacun des deux FPS (Nord et Sud) est composé de deux couches de scintillateurs séparées par un absorbeur en plomb de  $2 X_0$ . Une vue de la structure des FPS peut être appréciée sur la figure 2.22 (à droite).

Tous les photo-détecteurs de type VLPC ont été couplés à des cartes d'électronique AFE (pour *Analog Front End*) au début du *Run II*. Afin de s'adapter aux nouvelles conditions de luminosité du *Run IIb* et en particulier aux taux d'occupation importants rencontrés à très grande luminosité instantanée, toutes les cartes ont été remplacées par une nouvelle version plus performante, les AFEII-t.

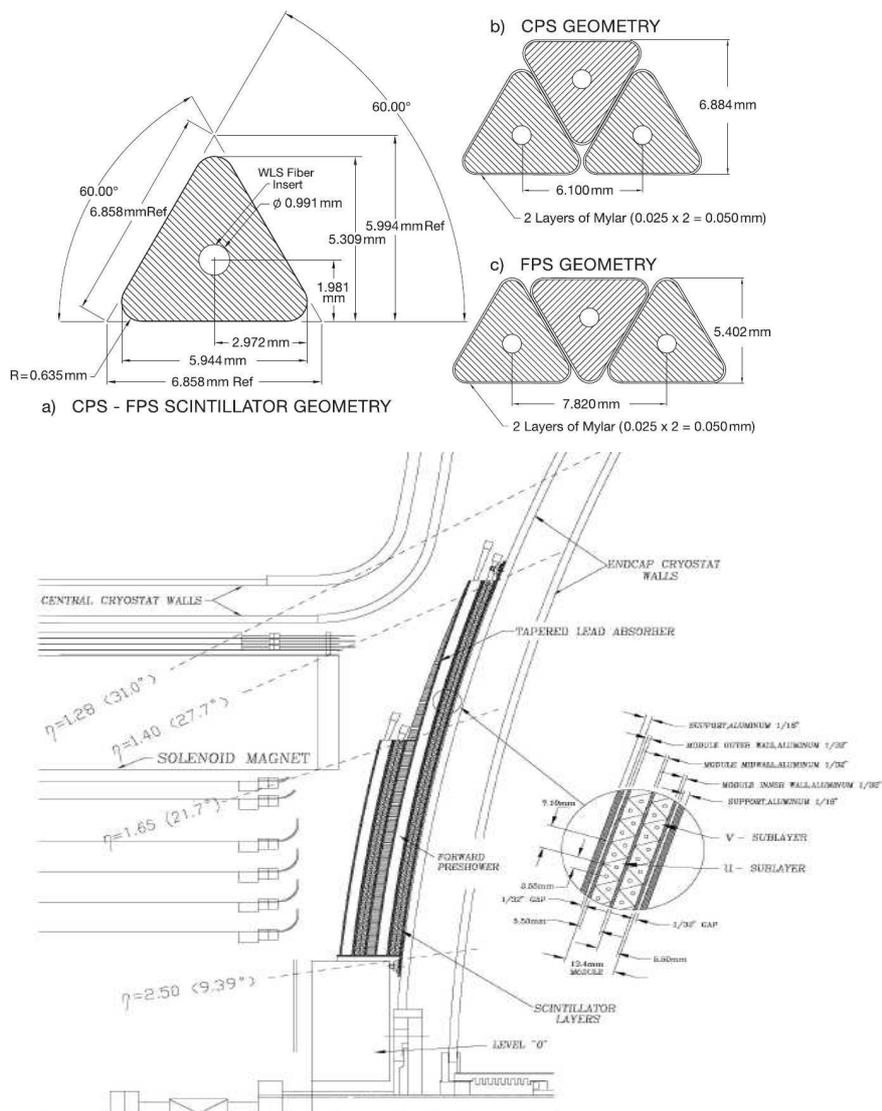


FIG. 2.22 – Vue en coupe et géométrie des différentes couches des CPS et FPS (en haut). Schéma du FPS (en bas).

tel-00341890, version 1 - 26 Nov 2008

### 2.3.4 Le calorimètre

Malgré les bonnes performances et les informations utiles apportées par les sous-détecteurs décrits précédemment, il manque des renseignements essentiels avant de pouvoir reconstruire les produits des collisions. Les détecteurs de traces peinent en effet à mesurer avec précision l'impulsion des particules de grande quantité de mouvement dont la trajectoire est trop faiblement courbée par le champ magnétique du solénoïde. L'identification et la mesure de l'énergie des particules neutres est en outre en général impossible avec ces dispositifs. Le rôle d'un calorimètre est donc d'aider à l'identification et à la mesure de l'énergie des électrons, des photons ainsi que des jets. Il permet de surcroît, à condition d'être suffisamment hermétique, d'estimer l'énergie transverse manquante signant la présence de particules interagissant peu avec la matière (muons, neutrinos) ou de dysfonctionnements instrumentaux.

Lors du passage du *Run I* au *Run II*, le calorimètre de DØ (voir figure 2.23) n'a pas été modifié, seule l'électronique de lecture a été complètement revue pour faire face à la diminution du temps de croisement entre les deux faisceaux de  $3.2 \mu\text{s}$  à  $396 \text{ ns}$ . En outre, durant l'arrêt précédant le *Run IIb*, d'importants travaux ont été effectués dans la région inter-cryostatique afin d'en restaurer toutes les capacités. Dans ce qui suit, des notions de calorimétrie seront introduites, essentielles à la compréhension des choix effectués par l'expérience DØ. Le calorimètre sera ensuite détaillé.

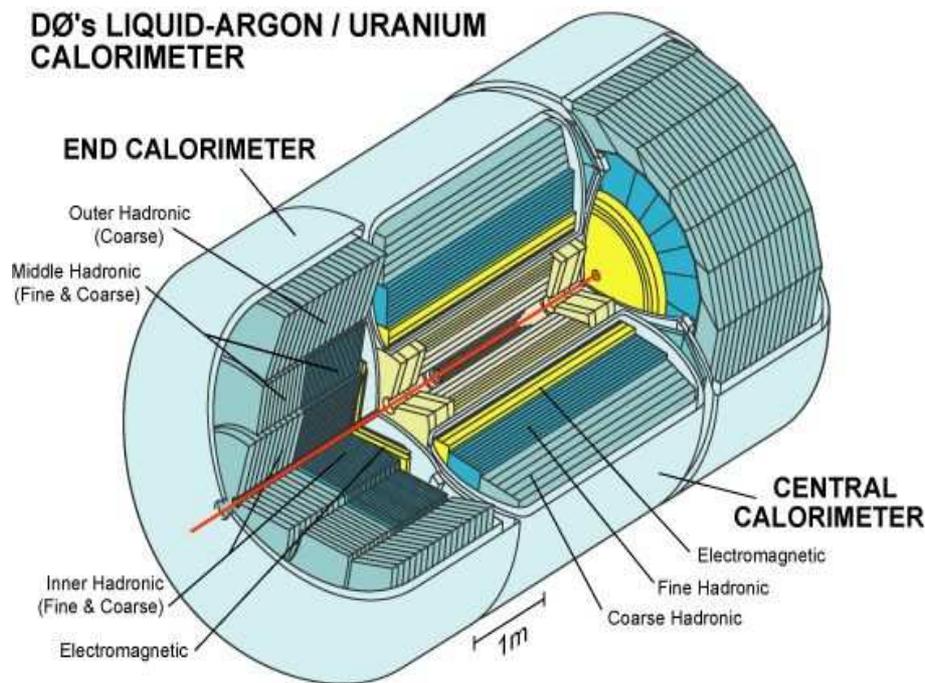


FIG. 2.23 – Le calorimètre de DØ. La partie centrale et les deux bouchons sont représentés.

#### a) Quelques notions de calorimétrie

La conception d'un calorimètre nécessite de bien comprendre la nature des interactions entre les différentes particules produites dans les collisionneurs et la matière. Cette section se propose d'en donner les principales idées.

#### Gerbes électromagnétiques

Les électrons perdent principalement leur énergie dans la matière par interaction avec le cortège électronique des atomes (ionisation) et par émission de photons dans le champ coulombien

du noyau atomique (rayonnement de freinage ou **bremsstrahlung**). Les photons interagissent quant à eux avec la matière au travers de trois processus principaux : effet photo-électrique ( $\gamma + \text{atome} \rightarrow e^- + \text{atome excité}$ ), diffusion Compton ( $\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^-'$ ) et création de paires (ou conversion) par interaction du photon avec le champ électrique du noyau ( $\gamma + \text{atome} \rightarrow e^- e^+ \text{ atome}$ ).

Pour des photons de haute énergie ( $E_\gamma > 1\text{GeV}$ ), c'est ce dernier processus qui est dominant, alors que c'est le **bremsstrahlung** qui intervient majoritairement pour des électrons dont l'énergie est supérieure à 100 MeV. Ces interactions avec la matière vont donner naissance à une cascade de particules secondaires, elles-mêmes créant une nouvelle cascade et ainsi de suite. On appelle communément cette suite de cascades "gerbe électromagnétique" (voir figure 2.24). Le développement de la gerbe est un processus statistique qui s'arrête lorsque l'énergie des particules est suffisamment faible pour que les processus d'ionisation et d'excitation du milieu dominant.

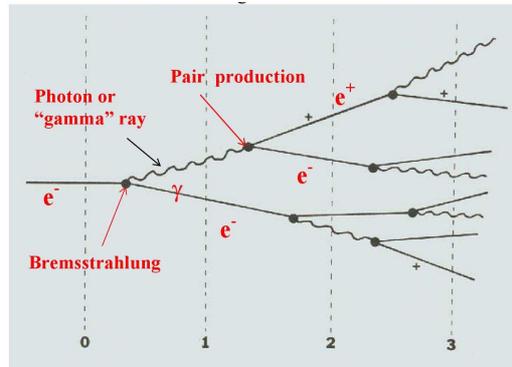


FIG. 2.24 – Schéma d'une gerbe électromagnétique initiée par un électron.

Afin de décrire de manière générique la perte d'énergie des électrons indépendamment du matériau traversé, on définit la longueur de radiation, notée  $X_0$ , comme la distance pendant laquelle l'électron perd, en moyenne, 63.2% de son énergie par radiation.

$$X_0 \approx \frac{(716 \text{ g.cm}^{-2})A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (2.8)$$

où  $Z$  est le numéro atomique du matériau considéré et  $A$  son nombre de masse.  $X_0$  caractérise le développement longitudinal de la gerbe. Pour l'Uranium,  $X_0$  vaut  $6 \text{ g.cm}^{-2}$ , ce qui correspond, compte tenu de la densité de l'Uranium  $\rho_U$ , à une longueur d'environ 3 mm [16]. Une gerbe électromagnétique initiée par un électron est contenue à 99% dans environ  $30 X_0$  [57]. Pour les photons, on définit aussi la longueur de conversion  $\lambda_{conv} = \frac{9}{7} X_0$ . Le pouvoir de pénétration des photons est ainsi plus important que celui des électrons.

Le profil transverse d'une gerbe électromagnétique est principalement dû à aux créations de paires et à la diffusion multiple des électrons au démarrage de la gerbe et aux photons et électrons de basse énergie produits par des processus isotropes (diffusion Compton, effet photo-électrique) en fin de gerbe. Le développement transverse est caractérisé par son rayon de Molière :

$$R_M \approx 21 \text{ MeV} \frac{X_0}{E_c} \quad (2.9)$$

où  $E_c$  est l'énergie critique à partir de laquelle un électron perd autant d'énergie par ionisation que par rayonnement de freinage. Les gerbes électromagnétiques sont relativement étroites : 90% (resp. 95%) est contenue dans un cylindre de rayon  $R_M$  (resp.  $2 R_M$ ). Dans le cas de l'Uranium,  $R_M/\rho_U$  vaut environ 1 cm.

La connaissance de ces chiffres et de ces comportements permet de fixer les dimensions de la partie électromagnétique d'un calorimètre.

### Gerbes hadroniques

Les hadrons peuvent interagir avec la matière par interaction électromagnétique mais aussi par interaction forte. Les collisions inélastiques entre les hadrons et les noyaux atomiques des matériaux créent des hadrons secondaires qui à leur tour interagissent inélastiquement et ainsi de suite, donnant alors naissance à une gerbe hadronique (voir figure 2.25). Celle-ci est beaucoup plus complexe qu'une gerbe électromagnétique en raison de la diversité des processus qui entrent en jeu lors de sa création : excitation nucléaire, fission, etc... En outre, une fraction non-négligeable de la gerbe ne peut pas être mesurée en raison de la présence de neutrinos ou de muons (provenant de la désintégration de pions chargés par exemple) ou de la méconnaissance de l'énergie perdue lors de la fission des noyaux. Tout comme les électrons, les hadrons chargés perdent leur énergie par ionisation. Notons également que les gerbes hadroniques possèdent une composante électromagnétique importante (environ 30%) due à la production de pions neutres  $\pi^0$  se désintégrant en deux photons.

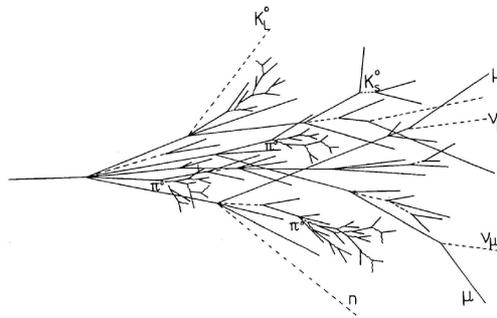


FIG. 2.25 – Schéma d'une gerbe hadronique.

Afin de décrire le comportement des gerbes hadroniques de façon générique pour tous les matériaux, on définit la longueur d'interaction  $\lambda_{int}$  comme la distance moyenne qu'un hadron de haute énergie parcourt dans un milieu donné avant de subir une interaction nucléaire.  $\lambda_{int}$  caractérise le développement longitudinal d'une gerbe hadronique. Elle vaut  $209 \text{ g.cm}^{-2}$  pour l'Uranium, et  $\lambda_{int}/\rho_U = 11.03 \text{ cm}$  [16]. Un pion incident de 300 GeV est ainsi contenu à 95% dans  $8 \lambda_{int}$  (85 cm d'Uranium). De plus, les gerbes hadroniques sont beaucoup plus larges que les gerbes électromagnétiques, leur taille transverse étant en moyenne de 10 cm.

Les gerbes hadroniques sont plus pénétrantes, plus larges et plus fluctuantes que les gerbes électromagnétiques. La mesure de leur énergie sera donc plus difficile et moins précise. Les demandes sur la partie hadronique d'un calorimètre seront par conséquent plus grossières que pour la partie électromagnétique, mais ses dimensions seront supérieures.

Permettons nous une dernière remarque. Si l'on note  $e$  la réponse du calorimètre aux électrons et  $h$  celle aux hadrons, alors on peut définir le rapport de compensation  $R_c$  comme  $R_c = e/h$ . On dira qu'un calorimètre est compensant si  $R_c \approx 1$  et qu'il est non-compensant si  $R_c > 1$ .

### Types de calorimètre

La formation des gerbes nécessite l'utilisation d'un matériau nécessairement dense, appelé "absorbeur", pour limiter les dimensions du calorimètre. Il faut également employer un milieu sensible, dit "milieu actif", afin de mesurer l'énergie des particules chargées créées. Il existe deux grands types de calorimètre :

- les calorimètres homogènes. Dans ce cas, le milieu absorbeur permet aussi de détecter du courant ou de la lumière. Il en existe de plusieurs sortes (les cristaux, les liquides nobles, l'eau, etc...) utilisant des processus de détection variés (semi-conducteurs, scintillation,

lumière Cerenkov, etc...). Ces calorimètres offrent en général une très bonne résolution en énergie mais ne permettent pas de segmentation longitudinale de la gerbe.

- les calorimètres à échantillonnage. Ici, le milieu absorbeur est “aveugle” et il faut alors intercaler entre des plaques d’absorbeur des bandes de milieu actif qui vont permettre d’échantillonner le signal. La résolution en énergie est ainsi dégradée par rapport aux calorimètres homogènes en raison des fluctuations dans l’échantillonnage. En revanche, les calorimètres à échantillonnage ont en général une meilleure résolution spatiale et angulaire grâce à la possibilité de segmenter les gerbes.

## b) Présentation générale du calorimètre de DØ

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage, composé d’une succession de plaques d’Uranium appauvri (ou d’acier ou de cuivre pour les derniers compartiments hadroniques) et de couches actives d’Argon liquide. Le choix d’un calorimètre à Argon liquide a été guidé par les avantages qu’offre ce type de technologie : stabilité au cours du temps et uniformité du signal, relative simplicité de la calibration, possibilité de faire des segmentations latérales et longitudinales des électrodes de lecture et bonne résistance aux radiations. En revanche, il présente l’inconvénient principal de nécessiter un système cryogénique complexe afin de maintenir l’Argon sous forme liquide (à 78 K).

Le calorimètre de DØ est constitué de trois parties distinctes (cf figure 2.23) placées chacune à l’intérieur d’un cryostat : le calorimètre central (CC) couvrant l’acceptance  $|\eta_{det}| < 1$  et les deux bouchons nord (ECN) et sud (ECS)<sup>10</sup> couvrant respectivement  $-4.5 < \eta_{det} < -0.7$  et  $0.7 < \eta_{det} < 4.5$ . La couverture angulaire est cependant incomplète dans la région  $0.8 < |\eta_{det}| < 1.4$ . Des détecteurs intercryostatiques ont donc été ajoutés. L’ensemble des caractéristiques du calorimètre détaillées dans la suite est resumée dans le tableau 2.3.

Le schéma de l’unité de base du calorimètre, la cellule, est donnée sur la figure 2.26. Elle est constituée d’une plaque d’absorbeur, dont l’épaisseur varie suivant la région du calorimètre, et d’un espace d’Argon liquide servant de milieu actif, divisé en deux espaces égaux par une électrode de lecture. L’électrode et la plaque d’absorbeur sont séparées de 2.3 mm. L’électrode est mise à un potentiel positif (2.0-2.5 kV) tandis que la plaque d’absorbeur est mise à la masse. Un champ électrique permet la dérive des électrons d’ionisation de l’Argon liquide vers l’électrode. Le temps de collection de la charge est d’environ 400 ns. Seule la charge déposée dans le milieu actif est collectée. La résolution du calorimètre dépendra donc de la fraction d’échantillonnage, qui est égale au rapport de l’énergie perdue par une particule au minimum d’ionisation dans l’Argon à l’énergie perdue dans l’ensemble de la cellule. Les cellules de même  $\eta_{det}$  et même  $\phi_{det}$  sont ensuite regroupées pour former des tours géométriques. Celles-ci respectent une géométrie pseudo-projective : les centres des cellules d’une même tour sont alignés avec le centre géométrique du détecteur, mais les bords des cellules ne pointent pas vers lui.

## c) Le calorimètre central

Le calorimètre central est composé de trois modules distincts (cf figure 2.23). Le calorimètre électromagnétique (CEM) est celui qui se trouve le plus près de l’axe du faisceau, entouré du calorimètre hadronique fin (CCFH) et du calorimètre hadronique grossier (CCCH). Les plaques d’absorbeur des parties électromagnétiques sont faites d’uranium appauvri et font 3 mm d’épaisseur. Dans le calorimètre hadronique, elles font 6 mm d’épaisseur. La section hadronique plus grossière contient des plaques d’absorbeur de 46.5 mm<sup>11</sup>. La division en parties électromagné-

<sup>10</sup>Les bouchons nord et sud sont aussi appelés calorimètres avant et arrière, respectivement.

<sup>11</sup>La résolution est donc dégradée dans cette partie construite pour la mesure de l’énergie de fin de gerbes hadroniques

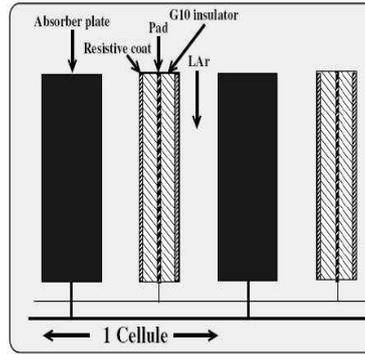


FIG. 2.26 – Vue schématique d’une cellule du calorimètre : deux plaques d’absorbeur et deux plaques d’électrodes baignent dans le milieu actif, l’Argon liquide.

tiques et hadroniques permet d’identifier les particules déposant leur énergie dans le calorimètre.

Chacune des trois sections est construite en plusieurs modules azimutaux. Il y en a 32 dans la section électromagnétique et 16 dans les sections hadroniques. La petite zone non-instrumentée entre chaque module est appelée un *crack*. Ceci introduit des difficultés pour la reconstruction de l’énergie. Les modules azimutaux du calorimètre électromagnétique et des calorimètres hadroniques ont été décalés en  $\phi$  afin que les zones non-instrumentées ne soient pas projectives.

Le calorimètre électromagnétique est constitué de 4 couches cylindriques concentriques (EM1, EM2, EM3 et EM4) de longueur de radiation respectives de 2, 2, 6.8 et 9.8  $X_0$ . Chacune de ces couches est segmentée en  $\eta_{det}$  et  $\phi_{det}$  pour former des cellules. La taille d’une cellule en  $\eta \times \phi$  est  $0.1 \times 0.1$  en général, sauf pour la troisième couche où  $\eta \times \phi = 0.05 \times 0.05$ , car c’est à ce niveau que le développement de la gerbe est maximum<sup>12</sup>.

Le calorimètre hadronique fin est fait de trois couches cylindriques concentriques (FH1, FH2 et FH3) de 1.3, 1, 0.9 longueurs d’interaction, respectivement. Le calorimètre hadronique grossier (CH) est fait uniquement d’une couche d’une épaisseur de  $3.2 \lambda_{int}$ . Ne s’échappent de cette couche que les muons déposant une partie de leur énergie au minimum d’ionisation. La granularité de  $0.1 \times 0.1$  est constante dans toutes les couches.

#### d) Les calorimètres avant

Les calorimètres avant sont formés d’un calorimètre électromagnétique (ECEM) et de trois cylindres concentriques qui sont des calorimètres hadroniques : intérieur (ECIH), milieu (ECMH) et extérieur (ECOH). De par leur construction, il n’y a quasiment pas de *cracks*. Comme dans le calorimètre central, les plaques d’absorbeur des parties électromagnétiques et hadroniques fines sont en uranium appauvri mais font 4 mm d’épaisseur dans la partie électromagnétique et toujours 6 mm d’épaisseur dans la partie hadronique fine. L’absorbeur est fait en acier inoxydable de 46.5 mm d’épaisseur dans la partie hadronique grossière.

Le module ECEM est constitué de 4 couches successives. La granularité est la même que précédemment et reste quadruple dans la troisième couche mais à cause de contraintes de construction pour  $|\eta| > 2.6$ , la granularité est  $0.1 \times 0.1$ . De même, à partir de  $|\eta| > 3.2$  la granularité de toutes les cellules est divisée par quatre, elle devient  $0.2 \times 0.2$ . Les couches électromagnétiques ont une longueur de 0.3, 2.6, 7.9 et 9.3 longueurs de radiation respectivement.

<sup>12</sup>Ceci était valable seulement au Run I car la présence du solénoïde et du détecteur de pied de gerbe ont déplacé ce maximum dans la couche précédente.

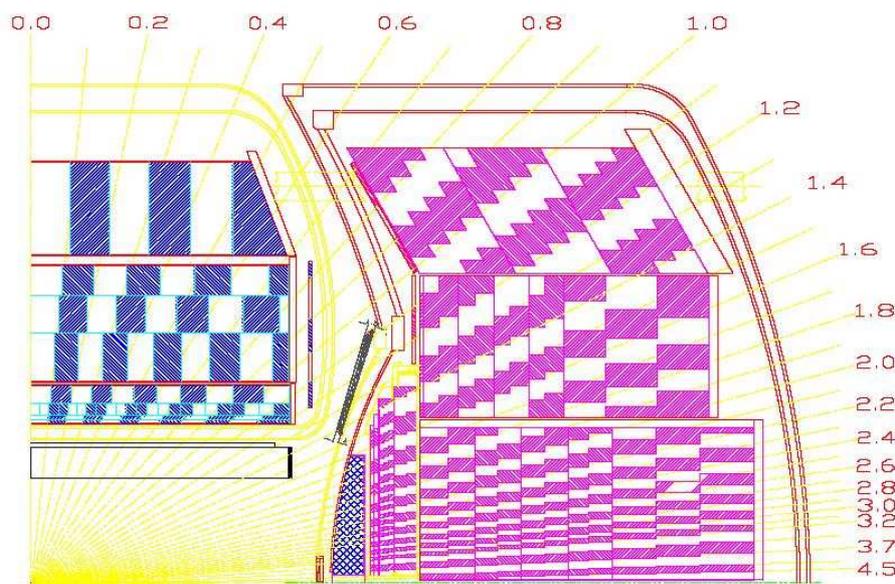


FIG. 2.27 – Un quart du calorimètre. La segmentation en cellules est représentée par l’alternance des zones colorées et blanches.

Le calorimètre hadronique intérieur est fait de deux portions : la portion hadronique fine est constituée de quatre couches de longueur  $1.1 \lambda_{int}$  et la portion hadronique grossière est constituée d’une seule couche de  $4.1 \lambda_{int}$ . De même, le calorimètre hadronique du milieu est fait de deux parties : la portion hadronique fine est constituée de quatre couches de  $0.9 \lambda_{int}$  et la portion grossière d’une seule couche de  $4.4 \lambda_{int}$ . Enfin, le calorimètre extérieur est fait de trois couches plus grossières. Ici, les plaques d’absorbeur sont inclinées d’un angle de  $60^\circ$  par rapport à l’axe du faisceau, contrairement aux autres parties où l’angle est de  $90^\circ$  (voir figure 2.27).

### e) Détecteur intercryostat et détecteurs sans absorbeur

Comme le montre la figure 2.27, la couverture angulaire en  $\eta_{det}$  n’est pas complète pour la région  $0.8 < |\eta_{det}| < 1.4$ . Dans cette dernière se trouvent notamment beaucoup de câbles et donc une importante zone non-instrumentée. La résolution en énergie s’en trouve ainsi dégradée. De plus, si des particules échouaient dans cette région, il en résulterait une création d’énergie transverse manquante factice. Afin de remédier à ces problèmes, des détecteurs ont été rajoutés dans la région de recouvrement entre le calorimètre central et les calorimètres avant :

- le détecteur intercryostatique (appelé aussi *ICD*<sup>13</sup> [61]). C’est un ensemble de tuiles formant une roue qui est accolée sur la face interne de chaque cryostat des calorimètres avant. La granularité de ces tuiles est de  $0.1 \times 0.1$  en  $\eta \times \phi$  et elles sont placées de manière à être dans le prolongement des tours projectives. Chaque détecteur intercryostatique compte 192 voies de lecture. Ce sont des scintillateurs plastiques lus par des phototubes.
- les plaques détectrices sans absorbeur (aussi appelées *MG*<sup>14</sup>). Ce sont des cellules ne contenant pas de plaques d’absorbeur qui se situent entre les modules du calorimètre proprement dit et la parois du cryostat. C’est ce dernier qui joue le rôle d’absorbeur.

<sup>13</sup>pour *InterCryostatic Dectector* en anglais.

<sup>14</sup>pour *massless gap* en anglais.

**f) Performance du calorimètre**

Une des caractéristiques fondamentales du calorimètre est sa résolution en énergie. Elle permet de connaître avec quelle précision l'énergie d'une particule peut être mesurée. Elle est exprimée en fonction de l'énergie mesurée  $E$  de la particule suivant la formule de référence :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{N}{E}\right)^2 + \frac{S^2}{E} + C^2 \quad (2.10)$$

La dégradation de la résolution  $\sigma_E$  provient ainsi de trois sources distinctes pour un calorimètre à échantillonnage comme celui de DØ :

- le terme stochastique  $S$ . Il est lié au caractère stochastique du développement de la gerbe. Celui-ci étant différent selon que la gerbe est électromagnétique ou hadronique, la résolution sera différente selon la nature de la particule incidente. La résolution pour une particule hadronique sera ainsi plus mauvaise.
- le terme constant  $C$ . Il prend en compte les effets qui induisent des variations de la réponse du détecteur en fonction de la position, du temps ou de la température : géométrie, inhomogénéités du détecteur, etc... Sa contribution peut être réduite par un meilleur étalonnage du calorimètre. Il domine à haute énergie.
- le terme de bruit  $N$ . Il est indépendant de l'énergie et provient des bruits dûs à la radioactivité de l'Uranium, de l'électronique d'acquisition ou de l'empilement des événements.

Notons que la résolution des particules de basse impulsion peut être améliorée en utilisant le trajectographe interne. C'est l'origine des algorithmes combinant les deux détecteurs pour optimiser la résolution [62].

Les termes  $S$  et  $C$  du calorimètre de DØ ont été mesurés lors des tests en faisceaux des différents modules pour le *Run I*, le terme de bruit étant alors négligeable [63]. Cependant, le changement de l'électronique ainsi que l'ajout de matière supplémentaire devant le calorimètre ont contribué à dégrader la résolution au *Run II*, que ce soit pour les électrons ou les jets. La première estimation pour les électrons centraux au *Run II* donnait  $S \approx 20\%$  et  $C \approx 3.8\%$  [64]. Il sera question de la mesure de la résolution en énergie des jets dans le chapitre 4.

Calorimètre	<i>CCEM</i>	<i>CCFH</i>	<i>CCCH</i>	<i>ECEM</i>	<i>ECIH</i>		<i>ECMH</i>		<i>ECHOH</i>
					FH	CH	FH	CH	
# de modules	32	16	16	1	1		16		16
# de couches	4	3	1	4	4	1	4	1	1
Épaisseur d'absorbant (mm)	3 (U)	6 (U)	46.5 (Cu)	4 (U)	6 (U)	46.5 (Inox)	6 (U)	46.5 (Inox)	46.5 (Inox)
Épaisseur des niveaux	2, 2, 6.8 et 9.8 $X_0$	1, 1.3 et 0.9 $\lambda_A$	3.2 $\lambda_A$	0.3, 2.6, 7.9 et 9.3 $X_0$	1.2 $\lambda_A$ chacun	3.6 $\lambda_A$	1 $\lambda_A$ chacun	4.1 $\lambda_A$	7 $\lambda_A$
$X_0$ total	20.6	96	32.9	20.6	121.8	32.8	115.5	37.9	65.1
$\lambda_A$ total	0.76	3.2	3.2	0.95	4.8	3.6	4	4.1	7
Fraction d'échantillonnage	11.8 %	6.8 %	1.5 %	11.9 %	5.7 %	1.5 %	6.7 %	1.6 %	1.6 %
Couverture en $ \eta $	$\leq 1.2$	$\leq 1$	$\leq 0.6$	$\geq 1.4, \leq 4$	$\geq 1.6, \leq 4.5$	$\geq 2, \leq 4.5$	$\geq 1, \leq 1.7$	$\geq 1.3, \leq 1.9$	$\geq 0.7, \leq 1.4$
# de cellules	$\approx 11370$	$\approx 3000$	$\approx 1120$	$\approx 7490$	$\approx 4290$	$\approx 930$	$\approx 1430$	$\approx 1340$	

### 2.3.5 Le spectromètre à muons

Les muons, bien qu'étant, tout comme les électrons, des leptons interagissent différemment avec la matière que ces derniers. En effet, le processus de *bremsstrahlung* a une dépendance en  $1/m^2$ . Les muons étant environ 200 fois plus lourd que les électrons, ils perdent leur énergie principalement par ionisation plutôt que par rayonnement de freinage. Plus précisément, on dit que les muons sont au minimum d'ionisation. Un muon dont l'énergie est supérieure à quelques GeV va ainsi traverser totalement le détecteur de traces et le calorimètre<sup>15</sup>. Le spectromètre à muons est par conséquent le détecteur le plus éloigné du tube à vide. Son rôle est de mesurer la trajectoire, l'impulsion et la charge des muons.

Le spectromètre à muons de DØ est composé d'essentiellement trois systèmes [65] :

- une partie centrale appelée *WAMUS*<sup>16</sup> couvrant la région  $|\eta_{det}| < 1$ . Elle n'a subi que peu de modifications par rapport au *Run I*.
- un système de détection "à l'avant" nommé *FAMUS*<sup>17</sup> qui étend la couverture angulaire jusqu'à  $|\eta_{det}| \approx 2$ . Il est complètement nouveau pour le *Run II*.
- trois aimants toroïdaux en fer permettant de mesurer l'impulsion des muons indépendamment des autres sous-systèmes.

Les systèmes *WAMUS* et *FAMUS* utilisent tous les deux une combinaison de chambres proportionnelles à dérive et de scintillateurs. Notons également que l'utilisation du trajectographe interne permet d'améliorer considérablement la précision sur la mesure de l'impulsion des muons. Ainsi, pour des muons dont l'impulsion ne dépasse pas 100 GeV, la résolution sur leur impulsion est définie par le détecteur de traces. Le système *FAMUS* permet d'améliorer la résolution des muons de très grande impulsion et il est particulièrement important pour les traces situées à  $1.6 < |\eta_{det}| < 2$ , région dans laquelle la couverture du *CFT* n'est pas complète.

Une vue en coupe du détecteur à muons peut être trouvée sur la figure 2.28. Les différentes parties du spectromètre sont décrites dans ce qui suit.

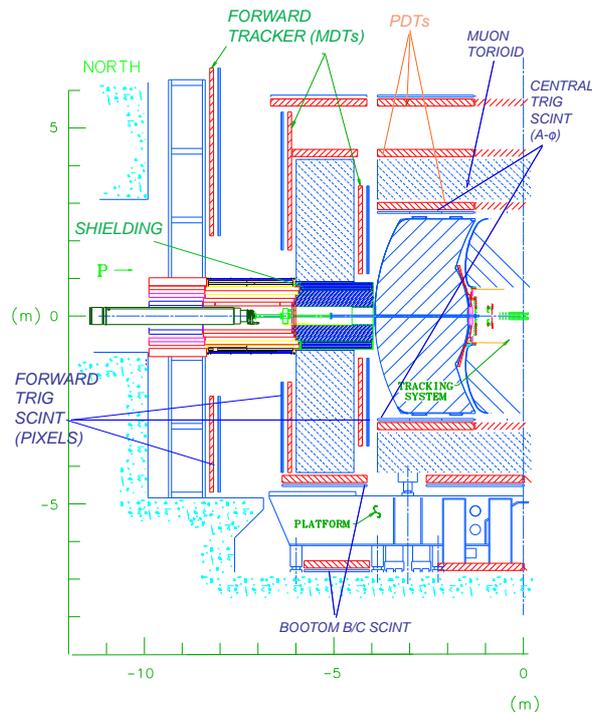


FIG. 2.28 – Vue en coupe du détecteur à muons.

<sup>15</sup>En moyenne, un muon dépose environ 2 GeV dans le calorimètre.

<sup>16</sup>pour *Wide Angle MUons System*.

<sup>17</sup>pour *Forward Angle MUons System*.

### a) Le détecteur central

Le détecteur central [66] est composé d'un ensemble de chambres à dérive appelées *PDT*<sup>18</sup>. Ces dernières sont regroupées selon 3 couches nommées A, B et C, la couche A étant la plus près du tube à vide (voir figure 2.29, en haut). Le toroïde central est logé entre la couche A et la couche B. Les *PDT* sont constitués d'un tube rectangulaire en aluminium, d'un fil d'anode placé au centre du tube et de deux cathodes. Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux composé à 84% d'argon, à 8% de CH<sub>4</sub> et à 8% de CF<sub>4</sub>. Les *PDT* sont ensemblés par lots de 72 ou 96 et sont répartis en 3 sous-couches pour les couches B et C. La couche A possède quant à elle 4 sous-couches afin d'améliorer l'efficacité de reconstruction des muons de faible impulsion ne traversant par le toroïde. Environ 55% de la région centrale est couverte par trois couches de *PDT* tandis qu'approximativement 90% est couverte par au moins deux couches.

Le temps de dérive des *PDT* est cependant d'environ 500 ns, ce qui est supérieur aux temps de croisement des faisceaux. Il est par conséquent impossible d'utiliser les informations qu'ils fournissent pour le système de déclenchement (voir la section 2.3.8). Des scintillateurs fournissant un signal rapide ont donc été rajoutés sur les couches A et B (la couche C en possédait déjà au *Run I* (voir figure 2.29, en bas). Plusieurs types de scintillateurs sont utilisés :

- les compteurs scintillants  $A\Phi$ . Ils sont installés entre le calorimètre et les *PDT* de la couche A et ont été ajoutés pour les besoins du *Run II*. Leur segmentation suivant  $\phi$  de 4.5° correspondant à la géométrie du *CFT*, ils permettent l'association de traces avec les impacts détectés dans le spectromètre à muons. La rapidité de leur réponse permet de les utiliser pour le système de déclenchement. Il est également possible de les associer à la fois aux muons détectés par les chambres à dérive ainsi qu'avec un croisement de faisceau afin de rejeter les muons cosmiques<sup>19</sup>. Cette rejection se fait principalement en utilisant les cohérences temporelles entre le passage d'un muon et un croisement de faisceau.
- les compteurs scintillants dits *Cosmic Cap* et *Cosmic Bottom*. C'est un ensemble de compteurs scintillants permettant également l'association d'un muon avec un croisement de faisceau. L'information qu'ils fournissent est utilisée à la fois pour le système de déclenchement et pour rejeter le fond de muons cosmiques. Les *Cosmic Cap* sont disposés sur la face externe des couches C supérieure et latérale des *PDT*. Les *Cosmic Bottom* sont quant à eux placés sur la face externe des couches de *PDT* C et B inférieures.

### b) Les détecteurs avant

Les détecteurs avant [67, 68] couvrent les parties Nord et Sud du détecteur. Ils sont construits suivant le même principe que le détecteur central et utilisent une combinaison de scintillateurs et de chambres à dérive. Ces dernières sont cependant différentes de celles employées par le système *WAMUS*. En effet, des *PDT* étaient installés lors du *Run I* mais des études ont montré qu'ils ne résisteraient pas aux taux d'occupation prévus par le *Run II*. Ils ont donc été remplacés par de nouvelles chambres à dérive appelées *MDT*<sup>20</sup>. Celles-ci ont la particularité d'être plus petites que les *PDT*, d'avoir une meilleure résistance aux radiations ainsi qu'une meilleure résolution sur la position de l'impact. En outre, leur temps de dérive plus court (environ 60 ns au maximum) est inférieur au temps de croisement des faisceaux et permet donc de fournir des informations au système de déclenchement. Tout comme les *PDT*, les *MDT* sont organisés suivant trois couches (A, B et C).

Le système de scintillateurs sert à la fois au système de déclenchement ainsi qu'à la réjection des muons cosmiques. Ils sont disposés sur la face interne des *MDT* des couches A et C ainsi que sur la face externe des *MDT* de la couche B.

<sup>18</sup>pour *Proportional Drift Tube*.

<sup>19</sup>Du fait du peu de profondeur d'enfouissement du détecteur DØ, ce bruit de fond peut être important.

<sup>20</sup>pour *Mini Drift Tube*.

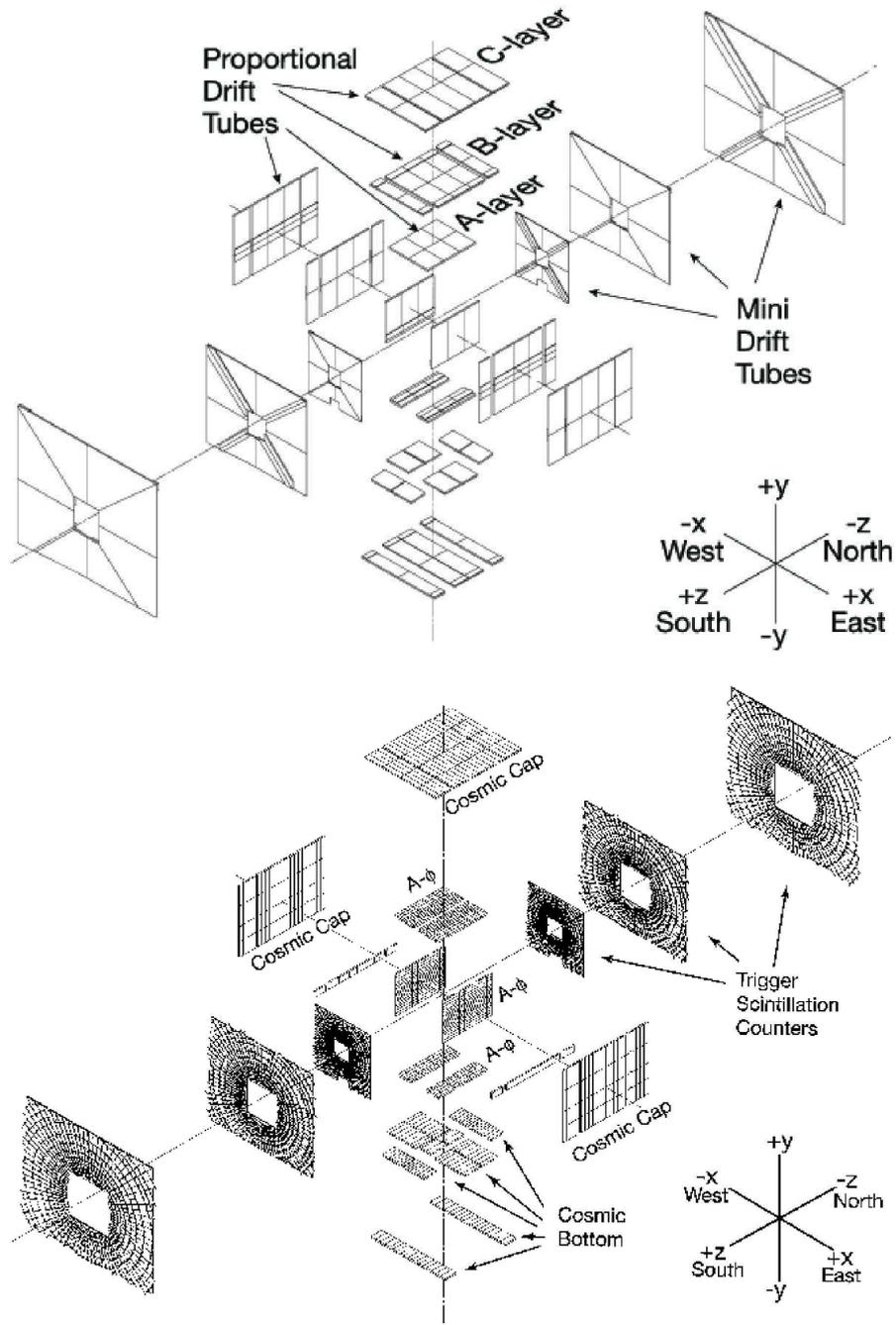


FIG. 2.29 – Vue éclatée des chambres à dérive (en haut) et des scintillateurs (en bas) du système à muons, montrant la structure en couches.

### c) Les aimants toroïdaux

Les aimants toroïdaux sont au nombre de trois (un central, un avant et un arrière). Ils sont placés entre les couches A et B des systèmes *WAMUS* et *FAMUS*. Le toroïde central est un aimant en fer de forme carrée de 109 cm d'épaisseur. Il est situé à environ 318 cm de l'axe du faisceau. Les toroïdes avant et arrière, associés au système *FAMUS*, sont aussi des tores carrés mais ont une épaisseur de 158 cm. Ils sont localisés dans l'intervalle  $454 < |z| < 610$  cm.

Un courant de 1500 A traverse les enroulements de conducteur formant les aimants, permettant alors la création d'un champ magnétique de 1.8 Tesla. La présence du toroïde permet la mesure de l'impulsion des muons. Cependant, la résolution du spectromètre à muons est limitée par les interactions multiples dans le toroïde. Comme nous l'avons dit précédemment, l'utilisation du trajectographe interne permet de remédier à ce problème.

### d) Le blindage

Trois sources contribuent au bruit de fond du spectromètre à muons :

- les fragments de protons ou d'anti-protons interagissant avec le calorimètre ou avec le tube à vide. Ils produisent un bruit de fond dans la couche A des détecteurs central et avant.
- les fragments de protons ou d'anti-protons interagissant avec les quadrupôles magnétiques du TeVatron. Ils génèrent des coups dans les couches B et C du système *FAMUS*.
- les interactions du halo des faisceaux dans le tunnel.

Le blindage installé au *Run I* a permis de réduire significativement la dernière contribution mentionnée. Un blindage supplémentaire a été ajouté au *Run II* afin de réduire les deux premières contributions citées plus haut. Le blindage est composé de couches de fer, de polyéthylène et de plomb entourant le tube à vide et les quadrupôles. Le fer est utilisé pour stopper le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques. Le polyéthylène est un bon absorbeur de neutrons grâce à sa forte teneur en hydrogène. Le plomb permet finalement d'absorber les rayons gammas.

### 2.3.6 Le détecteur de protons à l'avant

Le détecteur de protons à l'avant, appelé aussi *FPD*<sup>21</sup> [69], mesure les protons et les anti-protons dispersés à des faibles angles (de l'ordre du mrad). Il est utilisé pour une physique spécifique appelée "physique diffractive".

Il est constitué d'une série de neuf spectromètres combinés à des détecteurs de position à fibres scintillantes le long du tube à vide. Les détecteurs de position sont placés à quelques millimètres du faisceau afin de maximiser l'acceptance du *FPD*. Ils doivent cependant être éloignés du faisceau durant l'injection des protons et des anti-protons dans l'accélérateur. Ils sont hébergés par des conteneurs en acier inoxydable appelés pots Romains. Ces derniers sont au nombre de dix-huit, répartis dans six "châteaux"<sup>22</sup> (voir figure 2.30). Les informations fournies par le *FPD* peuvent être utilisées au Niveau 1 du système de déclenchement.

### 2.3.7 Les moniteurs de luminosité

La détermination de la luminosité donnée par la formule 2.4 nécessite une connaissance précise des caractéristiques des faisceaux qui n'est pas disponible dans DØ. Une autre méthode est par conséquent utilisée. Celle-ci est basée sur les moniteurs de luminosité (*LM*<sup>23</sup>) qui détectent

<sup>21</sup>pour *Forward Proton Detector*.

<sup>22</sup>en fait, des chambres en acier inoxydable dans lequel le vide est fait.

<sup>23</sup>pour *Luminosity Monitor*.

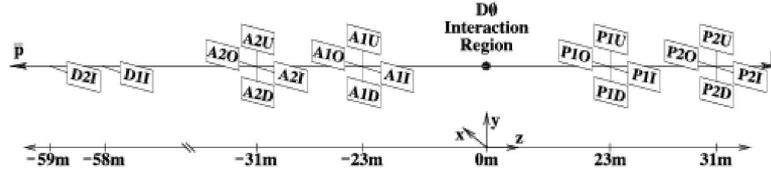


FIG. 2.30 – Positionnement des châteaux du FPD. Les châteaux quadrupôle sont désignés par les lettres P ou A, selon qu'ils sont positionnés du côté du faisceau de protons ou d'anti-protons, respectivement. Les lettres U (up), D (down), I (in) et O (out) désignent la position des pots romains. D1I et D2I sont des châteaux dipolaires.

les débris des collisions inélastiques protons-anti-protons. Ils peuvent de plus servir à mesurer le taux de halo du faisceau et fournir une mesure rapide de la position en  $z$  du vertex. Ils sont constitués de deux collections de 24 scintillateurs plastiques associés à des photo-multiplicateurs. Ils sont placés à l'avant et à l'arrière du détecteur sur les faces internes des bouchons à environ 140 cm du centre du détecteur. Ils mesurent 15 cm de long et couvrent la région angulaire  $2.7 < |\eta_{det}| < 4.4$ .

Lorsqu'une interaction inélastique a lieu, les débris de la collision donnent un impact dans chacun des détecteurs. Les coïncidences temporelles entre les détecteurs avant et arrière permettent de rejeter le fond induit par les halos des faisceaux et d'ainsi signaler la présence d'une collision inélastique. A chaque interaction, un compteur est incrémenté. Ces informations sont stockées dans des blocks de luminosité auquel est attaché un numéro : les  $LBN^{24}$ . Un  $LBN$  est lu dès que se produit un changement (nouvelle prise de données, nouveau *store*, initialisation du système de déclenchement, etc...) ou au bout d'une durée de 60 secondes. Cette période de temps est assez courte pour que la luminosité instantanée puisse être considérée comme constante.

La figure 2.31 montre la luminosité intégrée délivrée à ce jour par le TeVatron (courbe verte) et celle effectivement enregistrée par le détecteur DØ (courbe bleue), prenant notamment en compte les temps morts dans la prise de données. La statistique disponible pour les analyses dépasse désormais les  $4 \text{ fb}^{-1}$ .

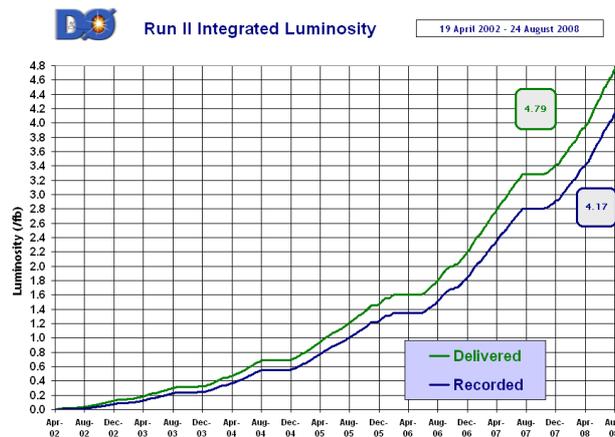


FIG. 2.31 – Luminosité intégrée délivrée par le TeVatron (en vert) et enregistrée par le détecteur DØ (en bleu). Les plateaux correspondent aux arrêts effectués pour des réparations ou des modifications du détecteur ou de la chaîne d'accélération.

<sup>24</sup>pour *Luminosity Block Number* en anglais.

### 2.3.8 Le système de déclenchement au *Run IIa*

Le temps de croisement des faisceaux de protons et d'anti-protons est de 396 ns, correspondant à 2.5 millions d'événements par seconde. Cela représente environ 2 TeraBytes par seconde de données à traiter, ce qui est technologiquement et financièrement non réalisable. Quand bien même cela le serait, ce ne serait pas un choix judicieux. En effet, la majorité des collisions n'a que peu d'intérêt pour une expérience comme DØ, la section efficace des processus QCD étant supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celles des processus rares et intéressants produisant des particules lourdes comme les bosons W et Z, le quark top ou l'éventuel boson de Higgs (voir figure 2.32). Il est donc nécessaire d'effectuer un tri des collisions supposées intéressantes : c'est le but du système de déclenchement. Il est organisé en trois niveaux dont la quantité et la complexité des informations ainsi que le temps de calcul disponible augmentent de niveau en niveau. Le taux d'événements pouvant finalement être enregistrés sur bande magnétique est de 50 Hz<sup>25</sup>. Cette limite est dictée par la puissance de calcul disponible pour reconstruire les données *hors-ligne* (voir le chapitre 3). Au *Run IIa*, enregistrer plus de 50 Hz ne permettait pas de rendre disponible au plus vite les données pour les analyseurs. L'utilisation d'une ferme d'ordinateurs étendue ainsi que de la grille de calcul [70] a permis de doubler (voire tripler) la limite initiale de 50 Hz pour le *Run IIb*.

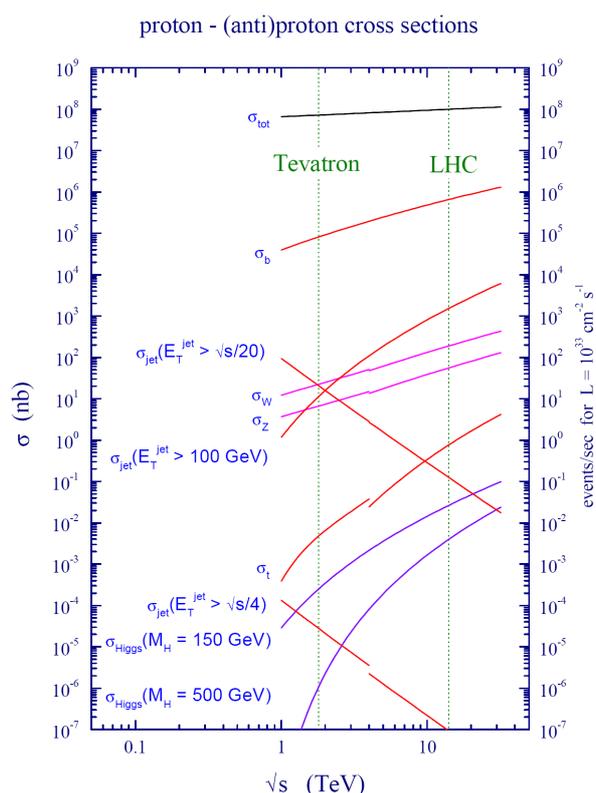


FIG. 2.32 – Prédiction des sections efficaces de production de différents processus au Tevatron et au LHC [71]. Les discontinuités dans les courbes marquent le passage des collisions  $p\bar{p}$  du Tevatron aux collisions  $pp$  du LHC.

La figure 2.33 montre l'architecture des trois niveaux du système de déclenchement de DØ. Dans l'optique du *Run II*, il a été en grande partie modifié par rapport à celui du *Run I*. Comme nous le verrons dans la section 2.3.9, il a été nécessaire d'y apporter de nouvelles modifications pour les besoins du *Run IIb*. Un des apports majeurs en vue du *Run II* a été l'introduction de mémoires tampons (*buffer* en anglais) entre chaque niveau de déclenchement afin de réduire les

<sup>25</sup>En fait, pour le *Run IIb*, la bande passante disponible est d'environ 100 Hz.

temps morts. Ces dernières permettent en effet de stocker les informations d'un événement en attente de traitement car le système de déclenchement n'a pas fini de trier les événements des collisions précédentes. Les caractéristiques des trois niveaux sont décrites dans ce qui suit.

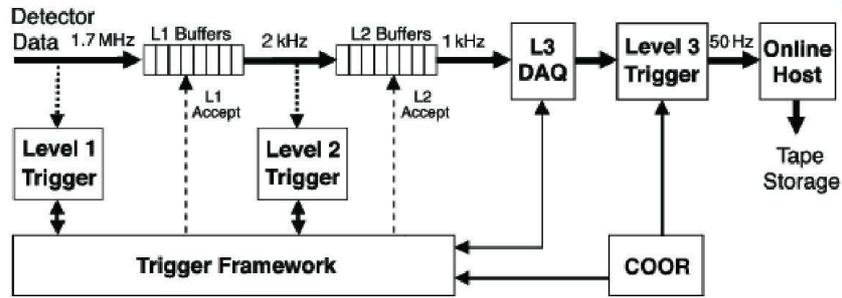


FIG. 2.33 – Schéma du système de déclenchement et de la chaîne d'acquisition.

### a) Le Niveau 1

Avant d'entrer dans le Niveau 1 [72] du système de déclenchement, les événements doivent tout d'abord passer le Niveau 0 : les moniteurs de luminosité doivent avoir mesuré un signal. Le Niveau 1 a pour tâche de réduire d'un facteur 1000 environ les événements qui lui sont soumis, réduisant le taux d'entrée de 1.7 MHz (après le Niveau 0) à 2 kHz. Pour mener cette mission à bien, il reçoit des informations provenant de tous les sous-détecteurs (*CFT*, *CPS* et *FPS*, calorimètre, spectromètre à muons et *FPD*) hormis le *SMT* dont l'électronique de lecture n'est pas assez rapide. Il dispose d'un temps relativement court ( $4.2 \mu s$ ) pour prendre une décision. En conséquence, les termes de déclenchement qu'il est possible de définir sont relativement sommaires et les communications entre sous-détecteurs sont limitées. Le Niveau 1 est composé au final de 4 sous-systèmes : L1CAL, L1CTT, L1MUON, L1FPD. La figure 2.34 montre l'architecture des Niveaux 1 et 2.

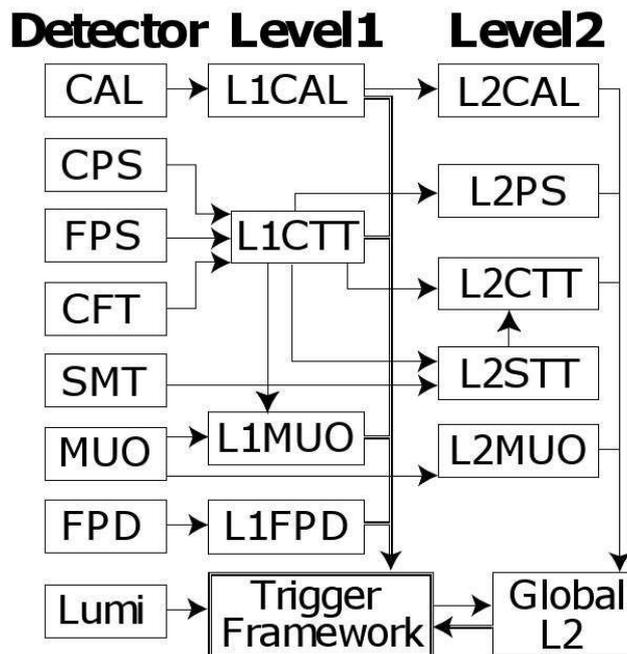


FIG. 2.34 – Architecture des Niveaux 1 et 2 du système de déclenchement.

Le L1CAL [73] est le système qui utilise les informations du calorimètre pour sélectionner des événements. Plus précisément, il utilise comme objet de base la tour de déclenchement (notée  $TT^{26}$  dans la suite) de dimension  $0.2 \times 0.2$  en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ . C'est un regroupement de quatre tours pseudo-projectives de cellules. Les  $TT$  peuvent être soit électromagnétique (EM), seules les cellules appartenant aux couches électromagnétiques du calorimètre étant alors utilisées, soit électromagnétique et hadronique (EM+FH). Dans ce dernier cas, les tours n'utilisent pas l'information provenant des parties hadroniques grossières (CH) du calorimètre ainsi que des détecteurs  $ICD$  et  $MG$ . Bien que l'ensemble des tours couvrent une région angulaire en  $|\eta_{det}|$  allant jusqu'à 4, seules les tours avec  $|\eta_{det}| < 3.2$  sont effectivement utilisées. Afin de trier les événements, des seuils en énergie transverse sur un nombre donné de  $TT$  peuvent être par exemple appliqués. Ces énergies transverses sont calculées par rapport au centre du détecteur, la position des vertex primaires d'interaction ne pouvant être calculée au Niveau 1.

Le L1CTT utilise l'information du  $CFT$  ainsi que des détecteurs de pieds de gerbe afin de reconstruire la trajectoire des particules chargées en comparant les impacts trouvés dans ces détecteurs à ceux que laisseraient des traces d'impulsion transverse supérieure à un seuil donné. Le L1MUON compare quant à lui les coups détectés dans les chambres à fils et les scintillateurs du spectromètre à muons ainsi que les traces du L1CTT à ceux que produirait un muon d'impulsion transverse supérieure à certains seuils. Quatre seuils au maximum peuvent être programmés. Ce sous-système autorise le déclenchement rapide et précis sur les muons dès le Niveau 1. Il permet en outre de rejeter une partie des muons cosmiques. Finalement, le L1FPD offre la possibilité de sélectionner les événements pour lesquels les particules produites traversent le  $FPD$ .

Tous les événements qui respectent les conditions fixées au Niveau 1 sont ensuite envoyés vers le Niveau 2.

## b) Le Niveau 2

Le Niveau 2 [74] a été conçu pour réduire d'un facteur 2 environ le taux de données. Il dispose d'environ  $100 \mu s$  pour prendre la décision de garder ou de rejeter un événement et fonctionne en deux étapes. Dans un premier temps, les informations provenant des sous-système du Niveau 1 sont traitées par des pré-processeurs spécifiques à chaque sous-détecteur (L2CAL, L2CTT, L2CPS, L2FPS, L2CAL, L2MUON) afin de former des objets tels que des jets ou des traces à l'aide d'algorithmes simplifiés. Notons qu'à ce stade, le SMT peut être utilisé. Le temps imparti pour construire ces objets est d'environ  $50 \mu s$ . Lors de la deuxième étape d'approximativement  $50 \mu s$  également, toutes ces informations sont regroupées au sein d'un processeur global (L2GLOBAL) qui exploite les corrélations entre les différents sous-systèmes pour construire des objets physiques de meilleure qualité. C'est également lui qui prend la décision de rejeter un événement ou de l'envoyer vers le Niveau 3.

Le L2CAL identifie les jets et les objets électromagnétiques (électrons ou photons) et calcule l'énergie transverse manquante de l'événement pour le processeur global. Les jets (resp. objets électromagnétiques) sont formés à partir d'un ensemble de  $5 \times 5$  (resp.  $3 \times 3$ )  $TT$  dans l'espace  $\eta \times \phi$ . Chaque objet est construit autour d'une tour initiale dont l'énergie transverse doit être supérieure à 2 (resp. 1) GeV. La liste de tous les objets est ensuite envoyée au processeur global. La corrélation entre les impacts de traces reconstruites par le L2CTT et les listes du L2CAL peut être exploitée par L2GLOBAL pour constituer des candidats électrons par exemple. Ce dernier peut aussi compter le nombre de jets, calculer des différences d'angles ou des sommes (scalaires ou vectorielles) d'énergie transverse des jets.

Mentionnons finalement que l'utilisation du SMT au sein du L2STT permet d'améliorer la résolution sur l'impulsion transverse des traces trouvées par le  $CFT$  au Niveau 1. Il a également

<sup>26</sup>pour *Trigger Tower* en anglais.

la capacité de mesurer le paramètre d'impact des traces de manière suffisamment précise pour signer la présence de particules à long temps de vie comme les mésons B.

### c) Le Niveau 3

Le Niveau 3 [75] a pour fonction de prendre la décision finale concernant la sélection du système de déclenchement. Tout événement qui passera les conditions imposées au Niveau 3 sera stocké sur des bandes magnétiques avant d'être complètement reconstruit, par les algorithmes que nous décrirons dans le chapitre 3, en vue d'une utilisation future dans les analyses de physique. Le Niveau 3 se doit de réduire le taux d'événement à sa sortie à environ 50 Hz. Il est constitué d'un ensemble d'ordinateurs connectés en réseau, aussi appelé "ferme de calcul". Il utilise une électronique de lecture différente et plus précise que de celles des Niveaux 1 et 2. C'est la même que celle utilisée *hors ligne*, c'est-à-dire, après le système de déclenchement, au niveau de la reconstruction des données. Il ne fait donc pas appel aux informations envoyées par les Niveaux 1 et 2. Il dispose d'environ 50 ms pour prendre sa décision. Ce laps de temps lui permet d'employer des algorithmes très proches de ceux utilisés *hors ligne*, bien que simplifiés, pour construire des jets, des électrons, des traces ou même les vertex d'interactions.

Les termes de déclenchement qui définissent les conditions à appliquer aux événements parvenus jusqu'au Niveau 3 sont appelés filtres. Contrairement aux Niveaux 1 et 2 où les contraintes matérielles imposent des restrictions sur le nombre de conditions différentes qu'il est possible de concevoir, il n'y a pas de limite au nombre de filtres au Niveau 3. Les différents filtres utiles pour la recherche du boson de Higgs présentée dans ce manuscrit seront détaillés dans la section 5.2.2 c).

### 2.3.9 Le système de déclenchement au *Run IIb*

En l'absence d'une augmentation de l'énergie dans le centre de masse, une des améliorations possible du potentiel de physique de l'expérience est d'augmenter la luminosité. Un des buts du *Run IIb* était notamment d'atteindre des luminosités intégrées de l'ordre de  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , soit deux fois plus que les records de luminosité instantanée observés au *Run IIa*. Les nouvelles contraintes imposées par cette augmentation de luminosité instantanée ont nécessité de revoir complètement le Niveau 1 du système de déclenchement et d'apporter quelques ajustements au Niveau 2 [76].

Les modifications majeures ont porté sur :

- l'amélioration du L1CTT, au travers d'un changement dans l'algorithme d'association des coups dans le *CFT* aux équations pré-programmées décrivant la trajectoire des traces et d'un remplacement partiel de l'électronique de lecture.
- l'ajout d'un nouveau sous-système au Niveau 1, appelé L1CAL-TRACK, permettant l'association des traces du L1CTT aux objets construits par le L1CAL. Conçu sur le modèle du L1MUON, il autorise une réduction drastique des taux de déclenchement, notamment sur les conditions de déclenchement liées aux états finals contenant des électrons.
- une modification complète du L1CAL. Elle sera décrit dans le paragraphe suivant.
- l'amélioration des cartes électroniques gérant les informations et les algorithmes du Niveau 2 (*L2 $\beta$ processors*).
- l'utilisation de la couche supplémentaire de silicium pour le L2STT.

Vielle d'une quinzaine d'années, l'électronique de lecture et l'architecture du L1CAL au *Run IIa* n'intégraient pas tous les progrès effectués en électronique durant ces dernières années. Une partie des composants étant devenue obsolète, leur maintenance devenait en outre problématique. Il a donc été décidé de remplacer toute l'électronique utilisée pour le L1CAL. Les nouvelles cartes électroniques employées offrent désormais l'opportunité d'implémenter des

algorithmes de sélections plus sophistiqués qui peuvent améliorer significativement les performances de ce sous-système.

En particulier, plutôt que de rechercher des tours au-dessus de certains seuils, le nouvel algorithme, dit de “fenêtre glissante” ( $SW^{27}$  dans la suite) recherche des ensembles de tours. Plus précisément, il recherche des maxima locaux en énergie transverse sur une grille de “fenêtres” de tailles fixées, faites de tours contiguës dans l’espace  $\eta \times \phi$ . Ces maxima sont trouvés en déplaçant la fenêtre par pas fixes en  $\eta$  et  $\phi$  (une  $TT$  dans le cas de  $D\emptyset$ ) et en cherchant à maximiser l’énergie transverse vue par cette fenêtre. Cet algorithme a été développé par la collaboration ATLAS [77] et a été adapté avec succès pour les besoins de  $D\emptyset$  [78]. Il permet de définir, dès le Niveau 1, des objets tels que des jets, des électrons, des taus ainsi que l’énergie transverse manquante de l’événement.

A chaque objet est associé trois nombres  $(x,y,z)$ , représentés sur la figure 2.35 :

- $x$  : la taille de la fenêtre de  $TT$ , aussi appelée “région d’intérêt” (ou  $ROI^{28}$ ), dans l’espace  $\eta \times \phi$ . Elle apparaît en rouge sur la figure.
- $y$  : la séparation minimale (en tours de déclenchement) entre un maximum local (croix sur la figure) et une  $ROI$ . Ce critère permet d’isoler les régions d’intérêt,
- $z$  : la taille de l’anneau de  $TT$  (en vert sur la figure) autour d’un maximum local ajouté à la  $ROI$  pour former un jet ou utilisé pour définir l’isolation des électrons ou des taus.

Les jets sont par exemple définis selon un schéma (2,1,1). Il est également possible de définir des  $ROI$  asymétriques ( $2 \times 1$  ou  $1 \times 2$ ) pour les électrons car ils produisent des gerbes plus étroites que les jets.

L’énergie transverse manquante est définie comme la somme des énergies transverses des tours de déclenchement (électromagnétiques ou hadroniques) ayant une impulsion transverse manquante supérieure à 1 GeV. La région inter-cryostatique n’est pas incluse dans le calcul.

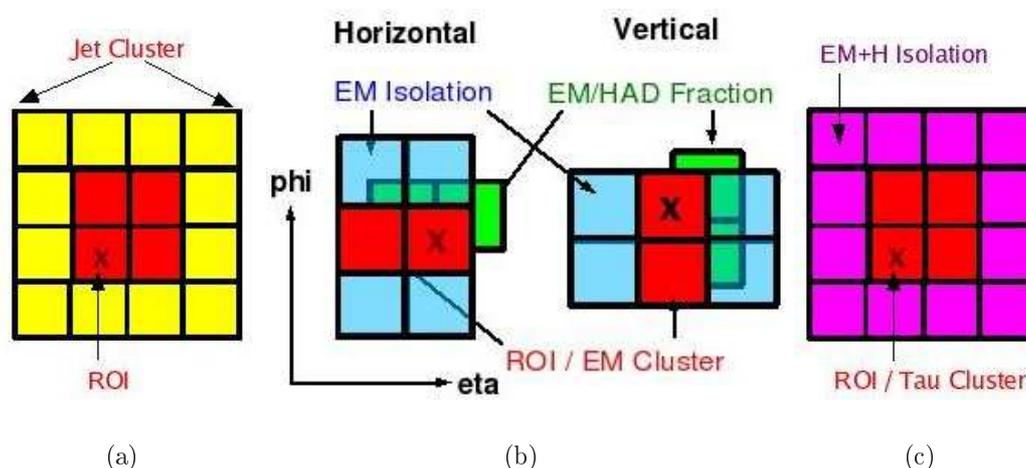


FIG. 2.35 – Schémas des fenêtrés utilisées par l’algorithme *Sliding Windows* afin de définir des jets (a), des objets électromagnétiques (b) et des taus (c).

## 2.4 Quelques mots sur les générateurs

Afin de confirmer (ou infirmer) les prédictions du Modèle Standard ou de tester les configurations inédites annoncées par les théories de nouvelle physique, il est nécessaire de confronter les

<sup>27</sup>pour *Sliding Windows* en anglais.

<sup>28</sup>pour *Region Of Interest* en anglais.

données expérimentales issues des collisions aux calculs théoriques. Ces derniers sont effectués à l'aide de programmes informatiques appelés "générateurs". Ceux-ci permettent de reproduire les processus voulus à partir notamment des fonctions de distributions partoniques et de leurs éléments de matrice. Il existe une myriade de générateurs. Les principes généraux qui les régissent peuvent être trouvés dans [79]. Cette diversité est rendue nécessaire par le fait qu'aucun ne peut prétendre être parfait. En effet, ils doivent être capables de décrire un large éventail de processus physiques différents, certains connus à partir des principes premiers de la théorie des champs, d'autres ne pouvant être dépeints qu'à partir de modèles. En fonction des hypothèses choisies, des approximations effectuées et des modèles adoptés, les différents générateurs seront capables de reproduire plus ou moins bien les différents aspects d'une collision.

Dans ce manuscrit de thèse, trois générateurs ont été utilisés :

- **PYTHIA** [80]. C'est un générateur permettant de produire une grande variété de processus : Modèle Standard (y compris le Higgs) ainsi que théories de nouvelle physique : supersymétrie, leptosquarks, dimensions supplémentaires, etc... Il simule les processus durs  $2 \rightarrow 2$  et  $2 \rightarrow 1 \rightarrow 2$  à l'aide des éléments de matrice calculés à l'ordre dominant ( $LO$ ) et permet également d'ajouter des radiations supplémentaires dans l'état initial ( $ISR$ <sup>29</sup>) et final ( $FSR$ <sup>30</sup>). Cette dernière fonctionnalité est appelée "gerbe partonique"<sup>31</sup>. **PYTHIA** utilise de plus des modèles pour décrire l'hadronisation des partons créés, l'événement sous-jacent ( $UE$ <sup>32</sup>) provenant des restes des protons ou anti-protons initiaux ainsi que les interactions multiples lors d'une même collision (appelées  $MPI$ <sup>33</sup>). Ces modèles sont nécessaires car, par exemple, pour les deux premiers éléments cités, les processus physiques mis en jeu sont de basse énergie, domaine où la chromodynamique quantique n'est plus dans un régime perturbatif. Ainsi, le modèle dit des "cordes de Lund" [81] est employé pour décrire l'hadronisation. Plusieurs jeux de paramètres, appelés *Tunes*, sont disponibles pour les modélisations des  $UE$  et  $MPI$ . La collaboration  $D\bar{O}$  utilise le *Tune A*, optimisé pour décrire les données de CDF *Run I*. **PYTHIA** se charge finalement de la désintégration des hadrons instables.
- **COMPHEP** [82]. L'idée principale de ce générateur est de calculer les éléments de matrice  $LO$  des processus directement à partir des lagrangiens de la théorie considérée. Il est particulièrement adapté à la génération des processus du type  $2 \rightarrow n$  prévus par le Modèle Standard ou la supersymétrie. Il est interfacé avec **PYTHIA** pour la partie hadronisation.
- **ALPGEN** [83]. Ce générateur décrit l'interaction dure en calculant les éléments de matrice au niveau des logarithmes dominants ( $LL$ <sup>34</sup>). Toutes les autres composantes de l'interaction ( $ISR$ ,  $FSR$ , hadronisation, événement sous-jacent) sont laissés à la charge de **PYTHIA**. **ALPGEN** est très utilisé dans  $D\bar{O}$  pour générer les processus  $W/Z$ +jets ou paires de quark top.

A ce stade, il est nécessaire de s'attarder quelques instants sur la procédure qui consiste à associer un générateur "élément de matrice" pur, comme **ALPGEN**, à un générateur utilisant une technique de "gerbe partonique", comme **PYTHIA**.

La génération des processus par **ALPGEN** s'effectue par lots exclusifs (pour un nombre donné  $n$  de partons dans l'état final) ou inclusifs (pour un nombre supérieur ou égal à  $n$  de partons dans l'état final) de partons finaux. On parlera par exemple de production de  $Z+0, 1, 2$ , etc...

<sup>29</sup> pour *Initial State Radiation* en anglais.

<sup>30</sup> pour *Final State Radiation* en anglais.

<sup>31</sup> pour *parton showering* en anglais.

<sup>32</sup> pour *Underlying Event* en anglais.

<sup>33</sup> pour *Multiple Parton Interactions* en anglais.

<sup>34</sup> pour *Leading Logarithm* en anglais.

N partons légers (l.p.<sup>35</sup>). Afin d'obtenir une bonne simulation du processus jusqu'à N jets, il est nécessaire de générer des lots exclusifs de 0 à N-1 jets et un lot inclusif pour le processus à N jets. PYTHIA se charge ensuite de rajouter des jets supplémentaires à l'aide de radiations dans l'état initial et/ou final. Faisant cela, il est possible par exemple que le processus Z+1 l.p. auquel PYTHIA rajoute une radiation soit déjà pris en compte par la production ALPGEN Z+2 l.p. Afin d'éviter tout double comptage, il est indispensable d'appliquer une procédure dite de *matching*. Plusieurs prescriptions existent : CKKW [84] ou MLM [85]. C'est cette dernière qui est adoptée pour ALPGEN. En voici un résumé du fonctionnement [86] :

- pour une multiplicité de jets donné  $N_{part}$ , ALPGEN génère une configuration au niveau partonique. Les partons durs ainsi créés sont contraints d'avoir  $p_T > p_{T\ min}$  et  $\Delta R(i, j) > R_{min}$ , avec  $i$  et  $j$  deux partons différents. Dans  $D\emptyset$ ,  $p_{T\ min}$  vaut 8 GeV et  $R_{min}=0.7$ . PYTHIA procède alors à la "gerbe partonique".
- Avant l'hadronisation, les partons sont regroupés en jets à l'aide d'un algorithme de *Simple Cone* (voir la section 3.2.4). Les jets créés doivent avoir une énergie transverse minimale  $E_{T\ min}$  supérieure à 8 GeV. Le rayon du jet  $R_{jet}$  vaut 0.4.
- il faut ensuite associer spatialement les partons et les jets. Pour chaque parton dur, on sélectionne le jet  $j$  dont la distance  $\Delta R_{j-parton}$  est minimale avec le parton. Si  $\Delta R_{j-parton} < R_{jet}$ , on considère que le parton est "associé". Un jet ne peut être associé qu'avec un seul parton.
- Lors d'une production exclusive  $Z + N_{part}$  l.p., si tous les partons sont associés, l'événement est gardé, sinon, il est rejeté. En d'autres termes, il faut respecter  $N_{part} = N_{jets}$ . Dans le cas d'une production inclusive, un jet peut ne pas être associé à un parton dur.

La combinaison des lots inclusifs et exclusifs se fait en pondérant chacun des lots par un poids  $F_i$  [87] :

$$F_i = \frac{\sigma_i}{N_i} \text{ où } i=0,1,2,3,\dots,N_{part}. \quad (2.11)$$

$\sigma_i$  est la section efficace du processus considéré (après *matching*) et  $N_i$  le nombre d'événement généré.

Les processus contenant des saveurs lourdes (quarks  $b$  ou  $c$ ) dans l'état final possèdent des sections efficaces très faibles et peuvent être négligés dans certaines analyses. Ce n'est pas le cas dans la recherche présentée dans le chapitre 6 puisque nous devons identifier les quarks  $b$  issus de la désintégration d'un éventuel boson de Higgs. Une bonne simulation de la production des jets de saveurs lourdes associés aux bosons vecteurs  $V$  ( $V=W$  ou  $Z$ ) est donc nécessaire :  $Vbb+N$  l.p.,  $Vcc+N$  l.p. Il est possible de demander explicitement à ALPGEN que les partons durs produits soient des quarks  $b$  ou  $c$ , et ainsi accéder aux éléments de matrice correspondants.

Ce type d'événements peut cependant être générés lors d'une production  $V+N$  l.p. si un gluon est "divisé"<sup>36</sup> en un quark et un anti-quark lourd, directement par ALPGEN ou plus tard par PYTHIA (lors du processus de gerbe partonique). La combinaison des lots  $V+N$  l.p.,  $Vbb+N$  l.p. et  $Vcc+N$  l.p. nécessite alors un traitement spécifique afin d'éviter tout double comptage [88] :

- pour les processus  $V + N$  l.p. : les événements avec des paires  $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$  ajoutées par PYTHIA sont rejetés, de même que ceux contenant des paires  $c\bar{c}$  produites directement par ALPGEN.
- pour les processus  $Vcc + N$  l.p. : rien n'est fait.
- pour les processus  $Vbb + N$  l.p. : les événements avec des paires  $c\bar{c}$  produites par PYTHIA sont rejetés.

<sup>35</sup>pour *light parton* en anglais.

<sup>36</sup>*gluon splitting* en anglais.

# Chapitre 3

## Objets Physiques : Reconstruction & Identification

*“Pour ne pas être les esclaves martyrisés du Temps,  
enivrez-vous ;  
enivrez-vous sans cesse !  
De vin, de poésie, de vertu,  
à votre guise.”*

Charles Baudelaire, *Le Spleen de Paris*

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Chaîne de reconstruction . . . . .</b>	<b>90</b>
<b>3.2</b>	<b>Reconstruction et identification des objets physiques . . . . .</b>	<b>90</b>
3.2.1	Les traces . . . . .	90
3.2.2	Les vertex . . . . .	91
3.2.3	Les muons . . . . .	92
3.2.4	Les objets calorimétriques . . . . .	94
3.2.5	L'étiquetage des jets issus de hadrons beaux . . . . .	101
3.2.6	Critères d'étiquetabilité . . . . .	106
3.2.7	Méthode d'étiquetage . . . . .	106
<b>3.3</b>	<b>Qualité des données . . . . .</b>	<b>107</b>

---

Le détecteur DØ a été conçu afin de pouvoir caractériser les produits des collisions et d'identifier les objets physiques utiles aux analyses : traces provenant des particules chargées, vertex d'interaction, jets, muons, électrons, etc... La bonne herméticité du calorimètre permet en outre d'estimer l'énergie des particules interagissant faiblement avec la matière (neutrinos par exemple) en construisant une énergie transverse manquante.

Ce chapitre se propose ainsi de décrire brièvement la chaîne de reconstruction des données de l'expérience DØ. Il sera également fait mention des corrections apportées à la simulation pour absorber les différences résiduelles observées avec les données réelles. L'identification des jets issus de quarks b, essentielle à la recherche d'un boson de Higgs léger, sera également décrite. Finalement, les critères de qualité des données seront évoqués à la fin du chapitre.

## 3.1 Chaîne de reconstruction

Une fois les événements sélectionnés par le système de déclenchement (voir le chapitre précédent) pour les données réelles, il est possible de reconstruire les objets physiques à l'aide du programme `d0reco`.

Le processus pour la simulation est un peu plus complexe. Les événements produits à l'aide des générateurs (voir la section 2.4) sont tout d'abord envoyés vers la simulation du détecteur, appelée `DØGSTAR` (pour *DØGEANT Simulation of Total Aparatus Response*). Celle-ci émule la réponse des particules au passage dans les sous-détecteurs en s'appuyant sur `GEANT3` [89]. Le programme `DØSIM` [90] prend ensuite le relais afin de numériser le signal, de simuler les bruits instrumentaux (effet d'empilement, bruits de l'électronique ou de l'uranium pour le calorimètre par exemple) ainsi que d'ajouter les interactions multiples. Les données simulées ainsi obtenues peuvent alors être reconstruites de la même manière que les données réelles, avec le programme `d0reco`.

## 3.2 Reconstruction et identification des objets physiques

### 3.2.1 Les traces

Les traces des particules chargées sont reconstruites à partir des impacts dans le CFT et le SMT (voir 2.3.2). La quantité d'informations disponibles varie selon la région dans laquelle est localisée la trace. Ainsi, pour  $|\eta_{det}| < 1.7$ , une trace peut compter jusqu'à 21 coups dans les détecteurs, dont 16 pour le seul CFT. Entre  $|\eta_{det}| = 1.7$  et  $|\eta_{det}| = 2$ , les limites de la couverture angulaire du CFT étant atteintes, le nombre de coups dans ce détecteur chute à des valeurs comprises entre 8 et 15, affectant ainsi l'efficacité de reconstruction des traces. Au-delà de  $|\eta_{det}| = 2$ , seul le SMT est en mesure de délivrer des informations.

La reconstruction des traces a lieu en deux étapes. La première consiste à utiliser des algorithmes de reconnaissance de formes afin de définir un ensemble de candidats "traces". Deux algorithmes sont utilisés à DØ : *Histogram Track Finding* [91] et *AATrack Finder* [92], notés *HTF* et *AATF* dans la suite, respectivement. Ils sont en général combinés, bien que *HTF* soit préféré pour les événements à forte densité de traces. Ces deux méthodes sont basées sur un filtre de Kalman [93]. Lors de la deuxième étape, les paramètres des candidats "traces" sont affinés à l'aide d'un ajustement de Kalman [94]. Ce dernier utilise les informations fournies par un dernier algorithme, le *Global Track Finder* [95], qui fournit une modélisation précise du mouvement des particules chargées dans le détecteur DØ. Les collisions multiples, la perte d'énergie dans les matériaux ainsi que la carte du champ magnétique sont prises en compte dans ce modèle.

Les caractéristiques des traces ainsi reconstruites sont déterminées dans un premier temps par rapport au centre du détecteur. Elles sont re-calculées dans un deuxième temps par rapport à la position du vertex primaire, une fois celui-ci déterminé (voir section suivante).

Notons enfin que la reconstruction des traces est un véritable défi dans un collisionneur hadronique, tout particulièrement à très haute luminosité lorsque la densité de traces est très importante. De nombreux efforts ont été menés au sein de la collaboration DØ en vue du *Run IIb* afin d'améliorer et d'optimiser les algorithmes existants, très gourmands en temps de calcul.

### 3.2.2 Les vertex

La reconstruction et l'identification précise du vertex primaire sont cruciales. En effet, il est utilisé pour calculer les composantes des objets physiques (impulsion transverse des jets, électrons, photons ou muons, angles  $\eta$  et  $\phi$ , ...). Une mauvaise identification ou une imprécision sur la mesure de sa position dégraderait ainsi la détermination de l'énergie transverse manquante (voir 3.2.4 d)). En outre, la précision de sa mesure influence la capacité d'étiquetage des hadrons beaux (voir 3.2.5). Les performances des algorithmes utilisés sont en conséquence de toute première importance pour l'identification des quarks  $b$ , élément clé de la recherche d'un boson de Higgs léger.

Tout comme pour les traces, la reconstruction des vertex se fait en deux étapes : la reconnaissance de forme et l'ajustement. La première étape consiste à déterminer à quel vertex appartiennent les traces. Seules celles ayant une impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV et au moins deux coups dans le SMT sont considérées. Elles sont en outre regroupées en amas si elles ne sont pas séparées entre elles de plus de 2 cm suivant l'axe  $Oz$  afin d'identifier les traces provenant de différentes interactions. L'ajustement est en revanche un problème statistique consistant à estimer précisément la position du vertex ainsi que l'impulsion des traces qui lui sont associées.

Depuis 2005, la collaboration DØ utilise un algorithme appelé *Adaptative Vertex Fitting* [96], noté *AVT* dans la suite, dont l'avantage principal est de réduire la contribution des traces avec un grand paramètre d'impact<sup>1</sup> dans l'ajustement des vertex. Comme le montre la figure 3.1, ce type de traces a une probabilité élevée d'être issu d'un vertex secondaire et leur mauvaise association à un vertex primaire dégraderait la précision obtenue sur la position de ce dernier. Le simple ajustement de Kalman utilisé jusqu'alors [97] contournait ce problème en rejetant les traces dont la contribution au  $\chi^2$  du vertex était trop importante. Cependant, procéder ainsi diminue l'efficacité de sélection des traces vraiment issues d'un vertex primaire mais qui auraient une contribution au  $\chi^2$  du vertex élevée. L'algorithme *AVT* assigne quant à lui un poids à chaque trace, les plus proches du vertex primaire contribuant alors davantage que les plus lointaines.

La reconstruction du vertex procède de manière itérative. Dans un premier temps, la position et la largeur du faisceau sont déterminées à partir de vertex construits en ajustant les amas de traces sélectionnés. Cette opération est menée à bien à l'aide d'un filtre de Kalman, les traces ayant une forte contribution au  $\chi^2$  étant enlevées jusqu'à ce que le  $\chi^2$  du vertex soit plus petit que 10. Dans un second temps, les traces (dans chaque amas) sont pré-sélectionnées suivant leur paramètre d'impact calculé par rapport à la position du faisceau. Elles sont ensuite regroupées en vertex au moyen de l'algorithme *AVT*.

Plusieurs vertex primaires peuvent être reconstruits. En effet, lors d'un croisement de faisceaux, plusieurs interactions de biais minimum peuvent se superposer à l'interaction dure. Les traces issues de celles-ci ayant des impulsions plus faibles que celles provenant de l'interaction dure, il est possible de définir une probabilité pour chaque vertex d'être compatible avec un

---

<sup>1</sup>Le paramètre d'impact est défini comme la distance minimale entre la trace et le vertex primaire. Il sera noté *IP* dans la suite.

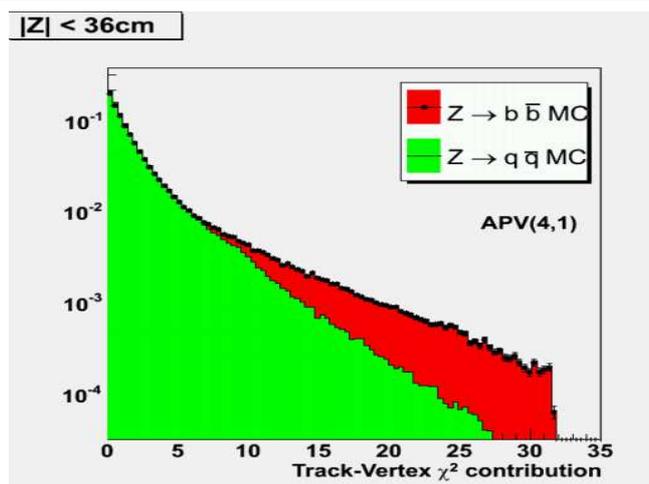


FIG. 3.1 – Contribution des traces au  $\chi^2$  du vertex pour des événements avec des saveurs légères dans l'état final (en vert) et des saveurs lourdes (en rouge).

événement de biais minimum [98]. Le vertex dont la probabilité est la plus faible est choisi comme le vertex de l'interaction dure.

### 3.2.3 Les muons

Les muons peuvent être reconstruits par trois sous-systèmes indépendants du détecteur DØ. En premier lieu, ils peuvent l'être à l'aide des trois couches (A, B et C) du système à muons (voir section 2.3.5) ainsi que des aimants toroïdaux. L'ensemble couvre 90% de la région angulaire jusqu'à  $|\eta|=2$ . Un muon reconstruit uniquement à l'aide du spectromètre à muons est dit "local".

En outre, il est possible de tirer profit de la très bonne résolution du trajectographe interne (CFT et SMT) afin de mesurer plus précisément l'impulsion des muons. En effet, ce sous-détecteur fournit un moyen efficace pour trouver des traces sur toute la couverture angulaire du système à muons. Un muon "local" associé à une trace reconstruite par le trajectographe est dit "global" (ou  $CTM^2$ ). La qualité de l'association est décrite par un  $\chi^2$ .

Une dernière possibilité est enfin offerte par le calorimètre mais l'algorithme existant, appelé *Muon Tracking in the Calorimeter*, ne permet d'obtenir une efficacité de reconstruction que de 50% environ.

#### a) Type et qualité des muons

L'algorithme de reconstruction des muons recherche des impacts dans les couches des chambres à dérive et des scintillateurs. L'association de ces impacts forme des segments plus ou moins longs en fonction du nombre de couches associées. Le paramètre de contrôle de cette association est noté *nseg*. Il est positif si le muon "local" est "global" et négatif si le muon n'est pas associé à une trace. Il vaut 3 lorsque le segment est formé par des impacts détectés dans les couches A, B et C, 2 lorsque les impacts sont localisés en dehors du toroïde, et 1 si le segment n'est construit qu'à partir des impacts dans la couche A. Le type d'un muon est alors défini par la valeur de *nseg*.

Des critères supplémentaires peuvent de plus être demandés afin de définir la qualité des muons. Trois qualités existent : *loose*, *medium* et *tight*, selon le nombre d'impacts demandés dans le spectromètre à muons. Lors des analyses présentées dans ce manuscrit, les muons utilisés

<sup>2</sup>pour *Central Track-Matched* en anglais.

seront dits *MediumNSeg3*. Ce sont des muons “globaux” de type  $nseg=3$  et de qualité *medium*, définie par les critères suivants :

- au moins 2 coups enregistrés dans les chambres à fils de la couche A,
- au moins 1 coup dans les scintillateurs de la couche A,
- au moins 2 coups enregistrés dans les chambres à fils des couches B et C,
- au moins 1 coup dans les scintillateurs des couches B et C.

### b) Critères d’isolation

Des variables d’isolation du muon ont été conçues afin de séparer notamment les muons provenant de la désintégration des boson W ou Z de ceux issus des désintégrations semi-leptoniques des mésons B par exemple. Ces derniers ont tendance à être à l’intérieur de jets et sont donc entourés par de l’activité hadronique. Les quatre variables suivantes sont utilisées :

- **TrackHalo** est la somme scalaire des  $p_T$  des traces à l’intérieur d’un cône de rayon 0.5 autour de la trace associée au muon.
- **ScaledTrackHalo** est calculée de la même façon que **TrackHalo** sauf que la somme scalaire des  $p_T$  des traces est ici divisée par l’impulsion transverse du muon.
- **CalorimeterHalo** est définie comme la somme des énergies transverses des cellules contenues dans un cône de rayon 0.4 autour de la direction du muon, à laquelle est soustraite l’énergie calorimétrique contenue dans un cône de rayon 0.1 autour de la direction du muon. L’énergie contenue dans les couches hadroniques grossières du calorimètre n’est pas incluse dans le calcul.
- **ScaledCalorimeterHalo** est déterminée comme **CalorimeterHalo** sauf que la somme des énergies transverses des cellules est divisée par l’impulsion transverse du muon.

Ces critères peuvent être combinés de différentes façons afin de définir des qualités d’isolation différentes selon les besoins. Les muons utilisés lors de la paramétrisation du système de déclenchement (voir chapitre 5.3) sont isolés de façon *TopScaledTight*. Cela signifie qu’ils doivent satisfaire aux deux conditions suivantes :

- **ScaledTrackHalo** < 0.1,
- **ScaledCalorimeterHalo** < 0.1.

### c) Qualité de la trace

Pour contrôler la pureté des muons “locaux” associés à une trace reconstruite par le trajectographe, trois qualités de traces ont été définies : *loose*, *medium* et *tight*. Le critère *medium* sera utilisé dans nos études. Une trace *medium* doit satisfaire aux conditions suivantes :

- $|dca| < 0.2$  cm où  $dca$  est le paramètre d’impact de la trace par rapport au vertex primaire de l’événement. Si la trace a des coups dans le SMT, un critère plus sévère est demandé :  $|dca| < 0.02$  cm.
- le  $\chi^2$  (par degré de liberté) de l’ajustement de la trace avec le muon doit être inférieur à 4.

### d) Corrections de la simulation

#### Efficacités

L’efficacité d’identification des muons est mesurée à l’aide d’événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , à la fois pour les données et la simulation. La méthode consiste à sélectionner un muon, dit de contrôle, qui doit satisfaire aux critères d’identification choisis, et à regarder ce qu’il en est pour le deuxième muon, dit de test. Ces mesures concernent à la fois les efficacités d’isolation, de qualité du muon ou de la trace qui lui est associée. Elles sont paramétrées en fonction de

variables pertinentes (impulsion, angles  $\eta$  ou  $\phi$  du muon, etc ...) et peuvent dépendre également de la période de prise de données.

La simulation du détecteur DØ étant imparfaite, les efficacités mesurées dans la simulation peuvent être différentes de celles des données. A titre d'exemple, la figure 3.2 montre le rapport de l'efficacité d'association d'un muon à une trace de qualité *medium* dans les données et la simulation, en fonction de la pseudo-rapacité du muon. Ce rapport est globalement inférieur à l'unité et il est utilisé afin de repondérer la simulation pour en corriger les imperfections.

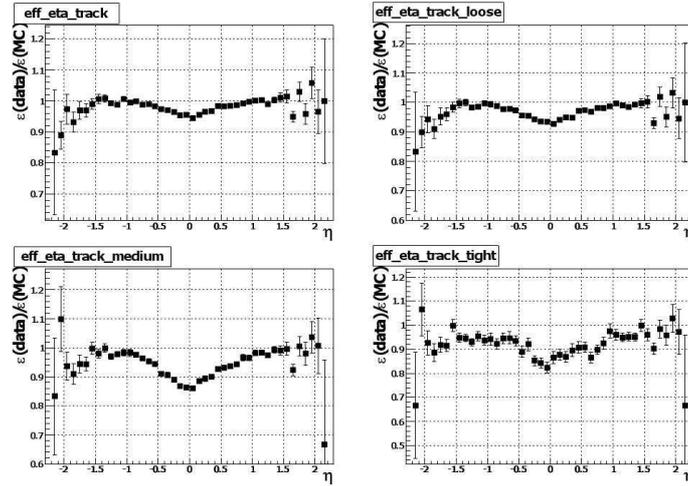


FIG. 3.2 – Rapport  $\epsilon(\text{data})/\epsilon(\text{MC})$  des efficacités d'association de traces dans les données  $\epsilon(\text{data})$  et la simulation  $\epsilon(\text{MC})$ , pour différentes qualités d'association de traces : pas de critère de qualité appliqué (en haut à gauche), *loose* (en haut à droite), *medium* (en bas à gauche) et *tight* (en bas à droite).

### Résolution sur l'impulsion du muon

La résolution sur l'impulsion transverse des muons est estimée en utilisant la largeur du pic de la résonance du boson Z dans les événements  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ . La largeur de la résonance  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  est également utilisée pour mieux contraindre la région de faible impulsion.

Comme le montre la figure 3.3, la résonance du boson Z est plus large dans les données que dans la simulation et des corrections sont donc à appliquer. La formule suivante est alors employée afin de dégrader la résolution de l'impulsion du muon dans la simulation :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow \frac{q}{p_T} + AG_1 + \frac{B\sqrt{\cosh\eta}}{p_T}G_2 \quad (3.1)$$

où :

- $G_1$  et  $G_2$  sont des nombres aléatoires distribués selon une fonction gaussienne de valeur moyenne 0 et de largeur 1,
- $A$  et  $B$  sont des paramètres à déterminer,
- $\eta$  est la pseudo-rapacité du muon,
- $q$  est la charge du muon.

Les paramètres ont été déterminés à la fois pour les données du *Run IIa* et du *Run IIb* [99, 100].

### 3.2.4 Les objets calorimétriques

L'objet de base du calorimètre est une unité simple de mesure de l'énergie appelée cellule (voir section b)). C'est un objet de masse nulle caractérisé par le quadri-vecteur  $p^{\text{cell}}(E^{\text{cell}}, \vec{p}^{\text{cell}})$ ,

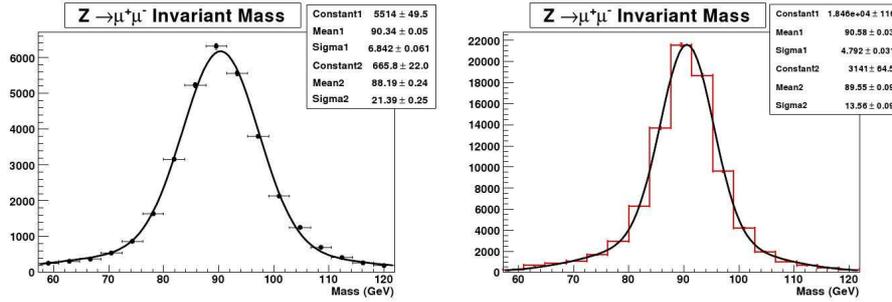


FIG. 3.3 – Masse invariante du boson  $Z$  dans des événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , dans les données (à gauche) et la simulation (à droite). Les distributions sont ajustées par une double gaussienne. Le paramètre  $p_2$  des ajustements définit la largeur du pic du  $Z$ .

où  $E^{cell}$  est l'énergie mesurée de la cellule, et  $\vec{p}^{cell}$  le vecteur impulsion de norme  $E^{cell}$  dont la direction est définie par le vertex primaire et le centre de la cellule.

Cependant, les algorithmes de reconstruction des jets et des objets électromagnétiques utilisent plutôt la tour “physique” comme entité de base. Une tour “physique” est construite pour chaque tour “géométrique”, définie comme l'ensemble des cellules ayant même  $\eta_{det}$  et  $\phi$ . La taille d'une tour “géométrique” est typiquement  $0.1 \times 0.1$  en  $\eta \times \phi$ . Les cellules entrant dans la construction d'une tour “physique” doivent avoir  $E^{cell} > 2.5 \times (\sigma^{cell})$ , où  $\sigma^{cell}$  est l'énergie correspondant à la largeur mesurée du signal due aux bruits de l'électronique de lecture. Ce seuil est appelé seuil de “zero-suppression”. En outre, afin de s'affranchir des cellules bruyantes, les critères suivants sont appliqués :

- les cellules isolées sont enlevées par l'algorithme NADA [101].
- les cellules dont l'énergie mesurée est plus petite que  $2.5 \times (\sigma^{cell})$  et qui n'ont aucune cellule voisine avec une énergie mesurée au-dessus de  $4 \times (\sigma^{cell})$  peuvent être également retirées de la liste des cellules par l'algorithme T42 [102, 103].

Les quantités liées à la tour “physique” sont calculées à partir du vertex primaire de l'interaction.

### a) L'algorithme de *Simple Cone* de rayon $\mathcal{R}$

Les algorithmes de reconstruction des objets électromagnétiques ou des jets procèdent essentiellement en deux étapes. La première consiste en la formation de pré-amas correspondant à des régions du calorimètre où les dépôts d'énergie sont significatifs. Cette étape est réalisée au moyen de l'algorithme dit de *Simple Cone*, caractérisé par le paramètre  $\mathcal{R}$ .

Une liste de tours “physiques”, ordonnées par  $p_T$  décroissant, est tout d'abord établie. L'algorithme commence par former un pré-amas à partir de la tour la plus énergétique si son  $p_T$  est supérieur à 0.5 GeV. Les autres tours sont rajoutées à ce pré-amas si la distance  $\Delta R(pre - amas, tour) = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  est inférieure à  $\mathcal{R}$ , défini comme le rayon du cône. Notons que les coordonnées du pré-amas sont re-calculées après chaque nouvel ajout d'une tour. Une fois associée à un pré-amas, une tour est retirée de la liste. Ce processus est répété avec la nouvelle liste de tours obtenue et se termine lorsqu'il n'y a plus de tours dans la liste.

### b) Les objets électromagnétiques

Dans le cas des objets électromagnétiques, les pré-amas sont formés à l'aide d'un algorithme de *Simple Cone* de rayon 0.4. La position de ces pré-amas est appelée “graine”. Dans la partie centrale du calorimètre, toutes les tours qui se trouvent dans un cône de rayon 0.2 autour de chaque graine sont ensuite regroupées pour former des candidats électromagnétiques. Dans

les bouchons, les amas sont constitués des cellules distantes de moins de 10 cm. Notons que lors de cette étape, toutes les couches du calorimètre sont utilisées pour définir les candidats électromagnétiques. Ce n'est qu'au moment du calcul des variables caractérisant ces amas que les cellules provenant du calorimètre hadronique (exceptée la couche hadronique fine FH1) sont retirées. Cette méthode de reconstruction est bien adaptée aux électrons isolés dont l'impulsion transverse est supérieure à 15 GeV. Les électrons de plus bas  $p_T$ , présents à l'intérieur d'un jet par exemple, sont reconstruits à l'aide d'un autre algorithme, appelé "méthode de la route" [104]. Il ne sera pas décrit ici.

Les variables suivantes sont utilisées afin de discriminer les électrons (ou les photons) des jets :

- fraction électromagnétique **emf** : fraction d'énergie de l'amas contenue dans les couches du calorimètre électromagnétique.
- isolation calorimétrique **iso**, définie par la formule suivante :

$$iso = \frac{E_{tot}(\Delta R < 0.4) - E_{em}(\Delta R < 0.2)}{E_{em}(\Delta R < 0.2)} \quad (3.2)$$

avec  $E_{tot}(\Delta R < 0.4)$  (resp.  $E_{em}(\Delta R < 0.2)$ ) l'énergie totale (resp. électromagnétique) des tours contenues dans un cône de rayon 0.4 (resp. 0.2) autour de l'amas.

- matrice H8 (**HMx8**) :  $\chi^2$  d'une matrice à huit variables comparant la forme de la gerbe de l'amas à la forme attendue pour un candidat électromagnétique. Les variables utilisées sont les fractions d'énergie déposées dans les quatre premières couches du calorimètre, la largeur des gerbes suivant  $\eta$  et  $\phi$ , la position en  $z$  du vertex et le logarithme de l'énergie. Il existe aussi une matrice à 7 variables, (**HMx7**), n'utilisant pas la largeur en  $\eta$ .
- tout comme pour les muons, il est possible d'associer une trace reconstruite par le trajectographe à un candidat électron. On définit alors la probabilité  $\mathcal{P}_{spatial}(\chi^2)$  qu'un objet électromagnétique soit associé spatialement à une trace.
- vraisemblance électromagnétique ( $L_{EM}$ ) : fonction de vraisemblance élaborée à partir de 7 variables : fraction électromagnétique,  $\chi^2$  de la matrice H7,  $\chi^2$  de l'association spatiale à une trace, nombre de traces contenues dans un cône de 0.5 autour de la trace associée, paramètre d'impact de la trace calculée par rapport au vertex primaire, rapport de l'énergie transverse de l'amas électromagnétique sur l'impulsion transverse de la trace et enfin, somme des impulsions transverses des traces appartenant à un cône de 0.4 centré sur la direction de la trace associée à l'objet électromagnétique.

Il est possible d'imposer des seuils différents à toutes ces variables afin de définir, comme pour les muons, plusieurs qualités d'électrons. Les critères les plus lâches couramment utilisés sont : **emf** > 0.9, **iso** < 0.15 et **HMx7** < 50. Les efficacités de reconstruction et d'identification des objets électromagnétiques sont mesurées en utilisant des événements  $Z \rightarrow e^+e^-$ . La méthode employée est la même que celle utilisée pour les muons. Les efficacités sont mesurées en fonction de  $\eta$ ,  $\phi$  et de l'impulsion transverse de l'électron, à la fois pour les données et la simulation. La simulation est corrigée des différences observées avec les données.

En outre, il est nécessaire de corriger l'énergie mesurée des objets électromagnétiques. En effet, celle-ci peut être distordue par la traversée dans les matériaux avant l'arrivée dans le calorimètre. On parle alors de corrections "géométriques" [105]. Enfin, l'échelle d'énergie absolue des objets électromagnétiques est déterminée à l'aide d'événements  $Z \rightarrow e^+e^-$ . L'énergie des électrons est ajustée de telle sorte que la masse invariante des deux candidats électrons soit centrée sur la valeur connue très précisément depuis le LEP de la masse du boson  $Z$  [106].

Tout comme pour les muons, la résolution sur l'énergie des électrons est meilleure dans la simulation et doit être dégradée pour être plus proche de celle observée dans les données. Une procédure similaire à celle employée pour les muons est appliquée [107].

À ce stade, les électrons et les photons ont été traités de la même façon du point de vue de la reconstruction ou des corrections de l'énergie mesurée. On peut alors définir un photon, en première approximation, comme un électron auquel aucune trace n'est associée. Cependant, le développement des gerbes électroniques et photoniques est légèrement différent. En outre, il est possible d'ajouter des variables construites à partir des informations venant des détecteurs de pieds de gerbe (CPS et FPS, voir section 2.3.3) afin de discriminer les photons des pions neutres.

La détermination des échelles absolue et relative de l'énergie des jets (voir chapitre 4) utilise des événements photon+jet. Les candidats photons employés sont dits de qualité *tight* [108] et doivent satisfaire aux critères suivants :

- $\mathbf{emf} > 0.96$ ,
- $\mathcal{P}_{spatial}(\chi^2) < 0.1\%$ ,
- $\mathbf{iso} < 0.07$ ,
- la largeur au carré en  $r \times \phi$  de l'amas dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique doit être inférieure à  $14 \text{ cm}^2$ .
- la somme scalaire des  $p_T$  de toutes les traces dans un cône creux de rayon interne 0.05 et de rayon externe 0.7 autour du candidat photon doit être inférieure à 1 GeV. Les traces considérées doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 0.4 GeV et leur distance minimale par rapport à la position en  $z$  du vertex doit être inférieure à 1 cm.
- la différence quadratique entre la position en  $\phi$  dans le détecteur de pieds de gerbe et la position dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique de l'amas, pondérée par les dépôts d'énergie (en GeV) dans les couches du détecteur de pieds de gerbe, doit être plus petite que 0.003,
- la différence quadratique entre la position en  $\phi$  dans le détecteur de pieds de gerbe et la position dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique de l'amas, pondérée par le carré des dépôts d'énergie (en  $\text{GeV}^2$ ) dans les couches du détecteur de pieds de gerbe, doit être plus petite que 0.0015.

### c) Les jets

Contrairement aux électrons ou muons, les jets sont des objets extrêmement complexes. Comme le montre la figure 3.4, la notion de jet peut être appliquée à différents niveaux :

- les jets de partons, formés à partir des partons issus de l'interaction dure et des radiations dans les états initiaux et finaux.
- les jets de particules, constitués des particules stables issues de l'hadronisation des quarks et des gluons.
- les jets calorimétriques, construits au moyen des cellules ou des tours, après les dépôts d'énergie des particules dans le calorimètre et leurs interactions dans les autres sous-détecteurs.

Afin de pouvoir comparer les jets reconstruits à ces trois niveaux, il est nécessaire (dans la mesure du possible) d'utiliser le même algorithme pour ces différents types de jets. De manière plus générale, un algorithme de reconstruction de jets doit satisfaire à un certain nombre de conditions pour être stable du point de vue théorique [109] :

- invariance sous une transformation de Lorentz le long de l'axe  $z$ , le centre de masse des partons incidents ne coïncidant pas avec le centre du système proton-antiproton.
- respect de la limite cinématique lors de la production inclusive de jets :  $E_T = \sqrt{s}/2$ , où  $s$  est l'énergie totale mise en jeu dans la collision (1960 GeV au Tevatron).
- insensibilité aux radiations infrarouges (IR) et colinéaires (COL) : le résultat de l'algorithme de jets doit être le même lors de l'addition de radiations de gluons de basse énergie (IR), ou bien lors du remplacement d'un parton par deux partons portant au total la

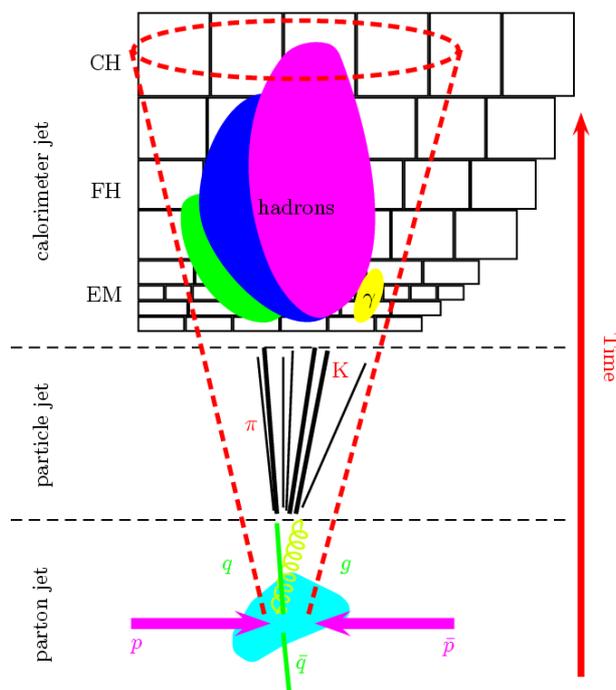


FIG. 3.4 – Schéma des différentes définitions de jet selon le niveau de reconstruction.

même énergie que le parton initial.

Dans l'expérience  $D\phi$ , deux types d'algorithmes ont été développés :

- un algorithme de  $k_T$  dont la particularité est de ne pas fixer de forme à un jet. Il n'est plus utilisé par  $D\phi$  et ne sera donc pas décrit dans ce qui suit.
- un algorithme de cône dans lequel un jet reconstruit est défini comme l'association d'éléments (tours, particules ou partons selon le niveau du jet) dans un cône de rayon  $\mathcal{R}$  dans le plan  $\eta \times \phi$ . Cette association doit correspondre à une configuration stable où l'axe du cône coïncide avec la direction du jet déduite des éléments qui le composent.  $\mathcal{R}$  peut valoir 0.3, 0.5 ou 0.7. Dans les études présentées dans ce manuscrit de thèse, seuls les jets avec  $\mathcal{R}=0.5$  seront considérés. Cet algorithme est aussi caractérisé par le seuil de reconstruction  $E_{seuil}$ .

L'algorithme de cône procède en trois étapes [109]. Tout d'abord des proto-jets sont formés à partir des tours "physiques"<sup>3</sup> et d'une liste de pré-amas, obtenue avec un algorithme de *Simple Cone* de rayon 0.3, qui servent de points de départ (graines) à l'algorithme.

Les proto-jets sont formés lors d'une procédure itérative<sup>4</sup> qui associe spatialement (au sein d'un cône de rayon  $\mathcal{R}$ ) les candidats proto-jets aux pré-amas les plus proches. Les coordonnées du candidat proto-jet sont re-calculées après chaque inclusion d'un nouveau pré-amas. La procédure s'arrête une fois qu'un cône stable est obtenu, et recommence pour la graine suivante.

Afin de limiter la sensibilité de l'algorithme aux radiations infrarouges et colinéaires, une procédure similaire à la précédente est appliquée en partant cette fois-ci de points intermédiaires. Ceux-ci sont placés entre chaque paire de proto-jets (PJ1, PJ2) vérifiant  $\Delta R(\text{PJ1}, \text{PJ2}) > \mathcal{R}$  et  $\Delta R(\text{PJ1}, \text{PJ2}) < 2 \times \mathcal{R}$ . Une liste est enfin formée à partir des proto-jets obtenus avec les pré-amas et avec les points intermédiaires.

<sup>3</sup>Nous traitons ici le cas des jets calorimétriques. L'élément "tour" est à remplacer par parton ou particule pour les autres types de jets.

<sup>4</sup>Cette procédure est plus complexe que celle employée par l'algorithme de *Simple Cone*. Une description détaillée en est donnée dans la référence [109].

À ce stade, les proto-jets peuvent partager des tours en commun et il faut donc s'assurer qu'il n'y ait pas de double comptage d'énergie. Cette dernière étape, appelée *Merging and Splitting* traite ainsi du problème de recouvrement. Suivant la fraction d'énergie partagée entre les proto-jets, ils peuvent soit être regroupés en un unique jet (*merging*) ou séparés pour former des jets distincts (*splitting*). Dans ce dernier cas, l'énergie commune aux deux proto-jets est assignée au proto-jet le plus proche.

Finalement, seuls les jets ayant un  $p_T$  supérieur à  $E_T^{seuil}$  sont conservés. Cette valeur est fixée à 6 GeV.

Parmi les jets reconstruits de cette manière, il est nécessaire de distinguer les vrais jets issus de l'hadronisation des partons de faux jets dus à des bruits du calorimètre. Il faut en outre être capable de séparer ces jets des électrons ou des photons. Un certain nombre de critères sont donc requis pour définir un "bon" jet [110] :

- la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre doit être plus grande que 5%, ou plus grande que 4% si le jet est localisé à  $|\eta_{det}| < 2.5$ , ou plus grande que 3% si le jet est localisé dans la partie inter-cryostatique du calorimètre ( $1.1 < |\eta_{det}| < 1.4$ ). Aucune coupure n'est appliquée si un jet peu étalé échoue dans une zone faiblement pourvue en couches électromagnétiques. Ce critère est défini par :  $|\eta_{det} - 1.25| + 0.40 \times (\sigma_\eta - 0.1) < 1.3$ , où  $\sigma_\eta$  est la largeur du jet selon  $\eta$ .
- la fraction d'énergie déposée dans la partie hadronique grossière (CH) doit être inférieure à 40%, ou inférieure à 44% si le jet est central ( $|\eta| < 0.8$ ), ou inférieure à 46% si le jet est localisé suivant  $1.5 < |\eta| < 2.5$ , ou inférieure à 60% si le jet a  $0.85 < |\eta_{det}| < 1.25$  et  $n_{90} < 20$  (où  $n_{90}$  est le nombre minimal de tours contenant 90% de l'énergie du jet).
- le jet doit être confirmé au Niveau 1 du système de déclenchement. L'électronique de lecture du Niveau 1 étant différente de celle utilisée *hors ligne*, elle n'est pas soumise aux mêmes bruits. La coupure utilisée est :

$$N1_{ratio} = \frac{p_T^{N1}}{p_T^{hors\ ligne}} \quad (3.3)$$

où  $p_T^{N1}$  est la somme scalaire des impulsions transverses de toutes les tours au Niveau 1 dans un cône de rayon 0.5 autour du jet, et  $p_T^{hors\ ligne}$  est la somme vectorielle des impulsions transverses (mesurées par l'électronique de précision) de toutes les tours associées au jet, en excluant celles appartenant aux couches hadroniques grossières du calorimètre (non incluses au Niveau 1). Les critères alors appliqués sont les suivants :

- $N1_{ratio} > 0.5$  ou,
- $N1_{ratio} > 0.35$  et  $p_T < 15$  GeV et  $|\eta_{det}| > 1.4$  ou,
- $N1_{ratio} > 0.1$  et  $p_T < 15$  GeV et  $|\eta_{det}| > 3$  ou,
- $N1_{ratio} > 0.2$  et  $p_T \geq 15$  GeV et  $|\eta_{det}| > 3$ .

L'efficacité d'identification est mesurée dans des événements dijet sélectionnés dos-à-dos, à la fois dans les données et la simulation. Le premier jet est sélectionné en utilisant les critères de "bon jet" définis plus haut, le deuxième étant un jet formé uniquement à partir de traces. L'efficacité est déterminée en explorant la région calorimétrique proche du jet de traces [111]. Les différences observées entre les données et la simulation servent à rejeter le surplus de jets reconstruits dans la simulation.

Finalement, l'énergie mesurée d'un jet calorimétrique peut être différente de celle du jet de particule dont il est issu. L'interaction des particules avec le détecteur peut ainsi distordre l'énergie finalement mesurée. Cette dernière doit donc être corrigée. Cette procédure, appelée échelle d'énergie absolue des jets, sera détaillée dans la section 4.1 de même que les corrections supplémentaires apportées aux jets simulés (voir la section 4.2).

### d) L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante (notée  $\cancel{E}_T$ ) est la variable qui permet de signer la présence de neutrinos ou d'autres particules interagissant peu avec le détecteur [112]. En effet, dans un collisionneur hadronique, l'énergie de la collision dure n'est pas connue précisément et ce type de particules apparaît comme un manque dans le bilan énergétique effectué dans le plan transverse à l'axe des faisceaux.

Du point de vue du détecteur, son calcul fait appel à l'ensemble des sous-détecteurs : le calorimètre bien sûr, mais aussi le trajectographe (pour calculer la position du vertex primaire) et le système à muons (pour corriger l'énergie transverse manquante de la présence de muons). La  $\cancel{E}_T$  dépend en outre de la connaissance de tous les autres objets présents dans l'événement et est ainsi le dernier objet calculé par les algorithmes de reconstruction. Elle est définie comme l'opposée de l'énergie visible d'un événement et son calcul est effectué en plusieurs étapes [113].

On définit tout d'abord l'énergie transverse manquante appelée  $\overrightarrow{METD}$ . C'est la somme vectorielle des énergies transverses de toutes les cellules du calorimètre, exception faite de celles appartenant aux couches hadroniques grossières (CH) :

$$\overrightarrow{METD} = - \sum_{\text{cellules, sauf CH}} \overrightarrow{E}_T^{\text{cell}} \quad (3.4)$$

où  $E_T^{\text{cell}}$  est l'énergie transverse des cellules calculée à partir du vertex primaire de l'événement. Les algorithmes de suppression des cellules chaudes (NADA et T42), décrits plus haut, sont appliqués.

Les corrections aux objets physiques (jets, électrons) décrites précédemment doivent être propagées à l'énergie transverse manquante. La correction relative à l'étalonnage de l'énergie des objets électromagnétiques  $\overrightarrow{\Delta\cancel{E}_{TEM}}$  est définie comme :

$$\overrightarrow{\Delta\cancel{E}_{TEM}} = \sum_{i \in EM} (p_{T,i}^{\text{ancien}} - p_{T,i}^{\text{nouveau}}) \vec{n}_i \quad (3.5)$$

où  $p_{T,i}^{\text{ancien}}$  (resp.  $p_{T,i}^{\text{nouveau}}$ ) est l'impulsion transverse de l'objet électromagnétique  $i$  avant (resp. après) l'étalonnage en énergie et  $\vec{n}_i$  est la direction de l'objet électromagnétique.

De la même manière, on définit la correction d'échelle d'énergie absolue des jets  $\overrightarrow{\Delta\cancel{E}_{JES}}$  comme :

$$\overrightarrow{\Delta\cancel{E}_{JES}} = \sum_{i \in \text{jets}} (p_{T,i}^{\text{ancien}} - p_{T,i}^{\text{nouveau}}) \vec{n}_i \quad (3.6)$$

où  $p_{T,i}^{\text{nouveau}}$  est l'impulsion transverse du jet  $i$  corrigée partiellement de l'échelle absolue d'énergie des jets<sup>5</sup>. Les termes d'énergie sous-jacente et de *showering* (voir section 4.1), sont déjà inclus dans le calcul de  $\overrightarrow{METD}$ . Les cellules de la partie CH du calorimètre appartenant à des "bons" jets sont intégrées dans le calcul de  $\cancel{E}_T$  au travers d'un terme noté  $\overrightarrow{\Delta\cancel{E}_{TCH}}$ . On définit finalement l'énergie transverse manquante  $\overrightarrow{METBCorrCalo}$  comme :

$$\overrightarrow{METBCorrCalo} = \overrightarrow{METD} + \overrightarrow{\Delta\cancel{E}_{TEM}} + \overrightarrow{\Delta\cancel{E}_{JES}} + \overrightarrow{\Delta\cancel{E}_{TCH}} \quad (3.7)$$

Du strict point de vue du calorimètre, les muons déposent très peu d'énergie et sont responsables de création d'énergie transverse manquante. L'utilisation du spectomètre à muons (couplé au trajectographe) permet de définir la "vraie"  $\cancel{E}_T$  d'un événement, notée  $\overrightarrow{METBCorrCaloMU}$  et définie comme :

$$\overrightarrow{METBCorrCaloMU} = \overrightarrow{METBCorrCalo} - \sum_{i \in \text{muons}} (\vec{p}_{T,i} - \vec{E}_{MIP}) \quad (3.8)$$

<sup>5</sup>Seul le terme de réponse est en fait inclus. Voir section 4.1.4.

où  $E_{MIP}$  est une estimation de l'énergie perdue par les muons dans la calorimètre qui doit donc être retirée de la  $\cancel{E}_T$  car elle a déjà été incluse dans le calcul de  $\overrightarrow{METBCorrCalo}$ . Dans les analyses présentées dans ce manuscrit, nous nous servons à la fois de la direction du vecteur  $\overrightarrow{METBCorrCalo}$  (resp.  $\overrightarrow{METBCorrCaloMU}$ ) ainsi que de sa norme, notée **METBCorrCalo** (resp. **METBCorrCaloMU**).

### 3.2.5 L'étiquetage des jets issus de hadrons beaux

#### a) Généralités

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, lors la recherche d'un boson de Higgs léger ( $m_H < 135$  GeV), une désintégration de celui-ci en une paire de quarks b est privilégiée. Ces derniers peuvent également apparaître dans de nombreux processus du Modèle Standard, comme la désintégration du quark top selon le processus  $t \rightarrow Wb$  par exemple, ainsi que dans des états finals prédits par des théories de physique au-delà du Modèle Standard. La différenciation des jets issus de l'hadronisation de quarks b des autres jets est donc primordiale afin de mener à bien ces recherches.

Cette discrimination peut être réalisée en exploitant les caractéristiques du quark b :

- les hadrons beaux ne se désintègrent que par interaction faible. Leur durée de vie relativement longue ( $\tau=1.5$  ps pour un méson B [16], soit  $c\tau \approx 400 \mu\text{m}$ ) leur permet de "voler" avant de se désintégrer. Un hadron de 40 GeV pourra ainsi parcourir une distance d'environ 3 mm (dans le référentiel du détecteur) avant de se désintégrer. Cette distance n'est pas négligeable par rapport aux dimensions caractéristiques du détecteur de traces et offre la possibilité d'identifier les quarks b. En effet, les traces issues d'un hadron beau ne convergeront pas vers le vertex primaire de l'interaction dure mais plutôt vers un vertex secondaire déplacé, qu'il est possible de reconstruire. Ces traces auront par conséquent un paramètre d'impact (IP) relativement grand par rapport au vertex primaire. La figure 3.5 montre un schéma de la définition de IP.
- le quark b est plus lourd que les autres quarks (hormis le top), sa masse étant estimée à 4.2 GeV environ [16]. Cela implique que la masse du vertex secondaire dont il est issu doit être plus élevée que celle du vertex primaire. Une autre conséquence est que la fragmentation des quarks b est plus dure. En d'autres termes, cela signifie que les jets issus de quarks b ont un cône plus ouvert et que les particules qui lui sont associées possèdent une impulsion transverse relative à l'axe du jet (notée  $p_T^{rel}$ , voir figure 3.6) plus grande.
- dans environ 20% des cas, un hadron beau peut se désintégrer semi-leptoniquement (en combinant les décroissances directes et indirectes). L'identification d'un électron ou d'un muon (avec un  $p_T^{rel}$  élevé) à l'intérieur d'un jet peut signifier la présence d'un hadron beau. Il est cependant difficile de reconstruire un électron dans un jet à cause du recouvrement des gerbes électromagnétiques et hadroniques (voir la méthode de la route [104]). Cette caractéristique est donc principalement utilisée dans le cas des désintégrations semi-muoniques.

Bien que conçus pour principalement identifier les jets issus de quarks beaux, les algorithmes que nous allons décrire dans le paragraphe suivant peuvent également identifier d'autres particules. Les jets issus de quarks charmés peuvent en effet produire eux aussi des vertex déplacés ( $c\tau \approx 100 \mu\text{m}$  et  $m_c \approx 1.4$  GeV), de même que certaines désintégrations hadroniques du lepton  $\tau$  ( $c\tau \approx 87 \mu\text{m}$  et  $m_\tau \approx 1.8$  GeV).

#### b) Description des algorithmes

Trois algorithmes tirant parti des caractéristiques détaillées plus haut ont été développés au sein de la collaboration DØ afin d'identifier les quarks b.

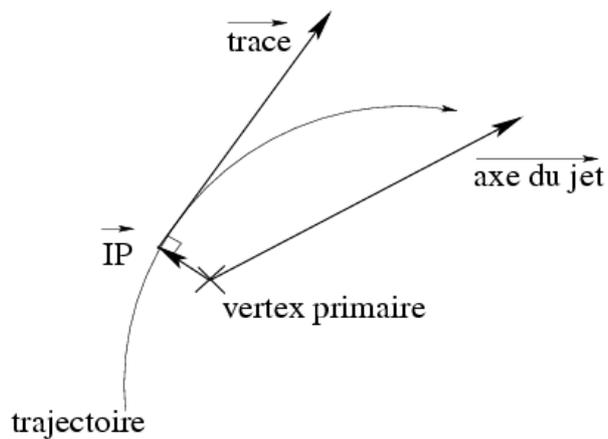


FIG. 3.5 – Schéma du paramètre d'impact d'une trace par rapport au vertex primaire.

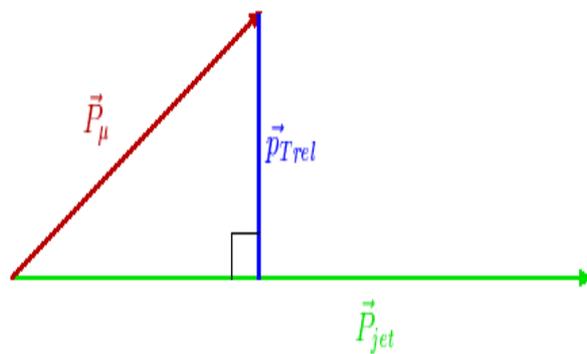


FIG. 3.6 – Schéma de l'impulsion relative à l'axe du jet  $p_T^{rel}$  d'un muon.

Le premier, nommé **SVT**<sup>6</sup> [114], reconstruit des vertex déplacés à l'intérieur des jets en utilisant des traces éloignées du vertex primaire. Plusieurs vertex secondaires peuvent être associés à un jet. Seuls ceux qui respectent  $\Delta R(\text{jet}, \text{vertex}) < 0.5$  sont conservés. La variable la plus discriminante de cet algorithme est la "significane" de la distance de vol  $SVT\_DLS$ . Elle est définie comme la distance entre le vertex secondaire et le vertex primaire, divisée par l'erreur sur cette distance. Un jet est étiqueté b si au moins un des vertex secondaires qui lui est associé vérifie la condition  $SVT\_DLS \geq 5$ .

Les deux autres algorithmes utilisent le paramètre d'impact des traces associées à un jet. Le premier, **JLIP**<sup>7</sup>, a été développé pour les besoins du LEP par les collaborations ALEPH et DELPHI [115] et a été adapté avec succès dans DØ [116]. Il calcule tout d'abord la probabilité que cette trace provienne du vertex primaire. Ces probabilités individuelles sont ensuite combinées pour déterminer la probabilité globale  $JLIP\ Prob$ . Plus  $JLIP\ Prob$  est faible, plus un jet a de chances d'être issu de l'hadronisation d'un quark b.

Contrairement à **JLIP**, le troisième et dernier algorithme, **CSIP**<sup>8</sup>, utilise une approche discrète. On définit tout d'abord la significane du paramètre d'impact  $S_{IP}$  comme le rapport du paramètre d'impact IP par l'erreur  $\sigma_{IP}$  sur sa mesure. **CSIP** compte alors le nombre de traces associées à un jet ( $\Delta R < 0.5$ ). Un jet est étiqueté b si au moins deux (resp. trois) des traces qui lui sont associées vérifient  $S_{IP} > 3$  (resp.  $S_{IP} > 2$ ).

Notons qu'un algorithme recherchant des muons dans les jets (**SLT**<sup>9</sup>) a également été développé mais il est peu utilisé. Des études sont actuellement en cours afin de réaliser un algorithme plus performant [117].

### c) Combinaison des algorithmes dans un réseau de neurones

Les trois algorithmes décrits ci-dessus fournissent des informations importantes et complémentaires. Afin d'augmenter l'efficacité d'identification des jets issus de quarks b, il a été décidé de les combiner au sein d'un réseau de neurones [118]. Les sept variables suivantes, choisies pour leur pouvoir discriminant, ont été retenues :

- $SVT\_DLS$ ,
- $JLIP\ Prob$ ,
- $CSIP\ Comb$  : combinaison linéaire de quatre variables de l'algorithme **CSIP**,
- $SVT\ \chi^2$  :  $\chi^2$  (par degré de liberté) du vertex secondaire,
- $SVT\ N_{tracks}$  : nombre de traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire,
- $SVT\ Mass$  : masse du vertex secondaire,
- $SVT\ Num$  : nombre de vertex secondaires trouvés dans le jet.

Le réseau de neurones a été entraîné à l'aide d'échantillons de données simulées. Un lot correspondant à la production QCD directe de paires de quarks b joue le rôle du signal, tandis qu'un lot correspondant à la production QCD de saveurs légères (u, d, s) joue le rôle du bruit de fond. La figure 3.7 montre les distributions des sept variables d'entrée du réseau de neurones pour les deux lots cités précédemment, ainsi que pour un lot de données réelles d'événements dijet.

La variable de sortie  $NN_{out}$  du réseau de neurones est montrée sur la figure 3.8 pour les deux lots d'entraînement. Comme on peut le voir, une excellente séparation entre le signal et le bruit de fond est obtenue, le premier lot piquant clairement à 1 alors que le deuxième est regroupé à plus basses valeurs. Douze points de fonctionnement sont définis pour ce réseau de neurones, chacun correspondant à une coupure sur la valeur de la variable de sortie.

<sup>6</sup>pour *Secondary Vertex Tagging*.

<sup>7</sup>pour *Jet Life time Probability*.

<sup>8</sup>pour *Counting Signed Impact Parameters*.

<sup>9</sup>pour *Soft Lepton Tagging*.

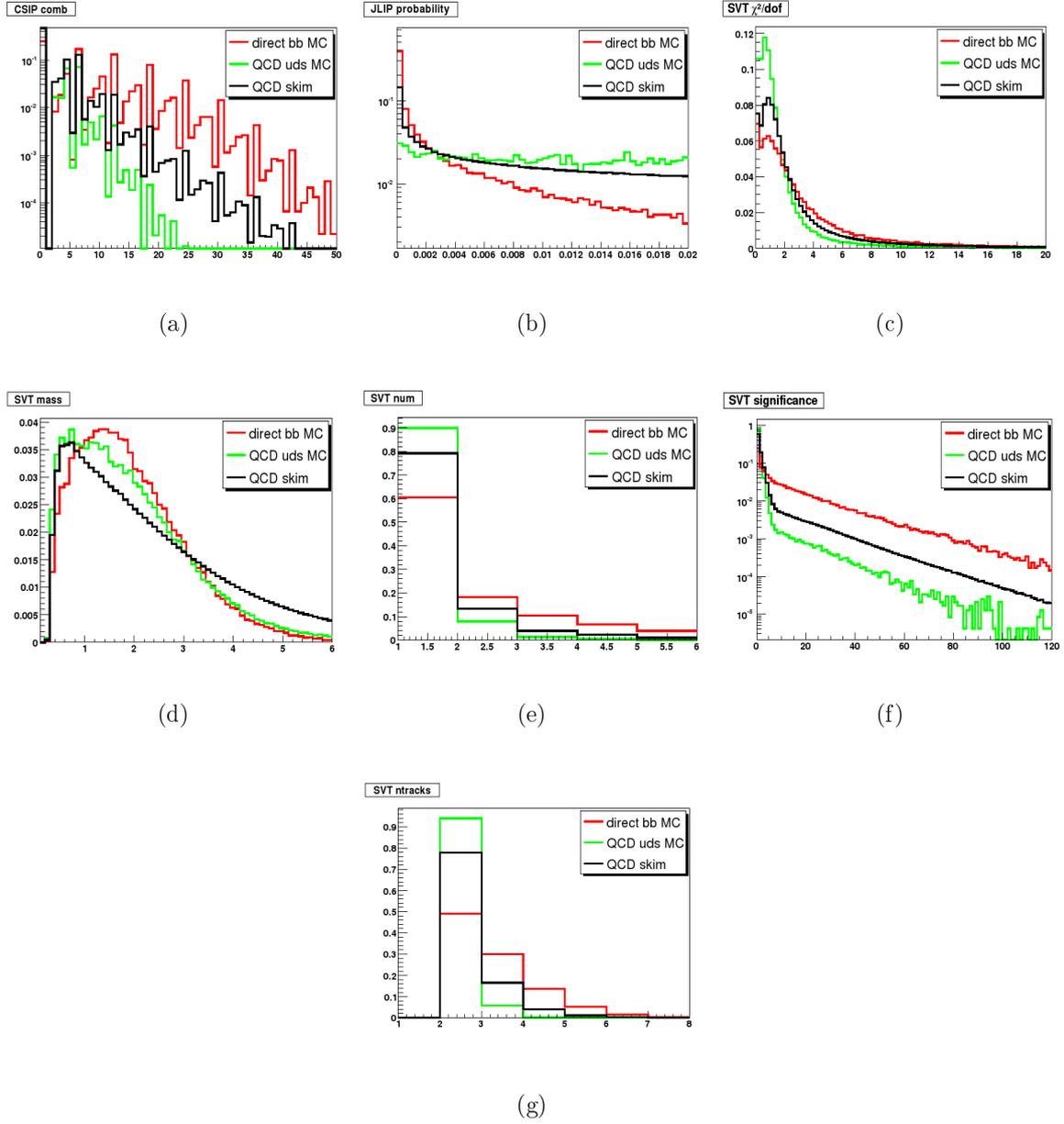


FIG. 3.7 – Distribution des variables *CSIP Comb* (a), *JLIP Prob* (b), *SVT  $\chi^2_{dof}$*  (c), *SVT Mass* (d), *SVT Num* (e), *SVT DLS* (f) et *SVT  $N_{tracks}$*  (g) pour deux lots de données *Monte Carlo QCD* correspondant à la production de saveurs légères ou de paires de quarks b et pour un lot de données réelles correspondant à des processus de *QCD*.

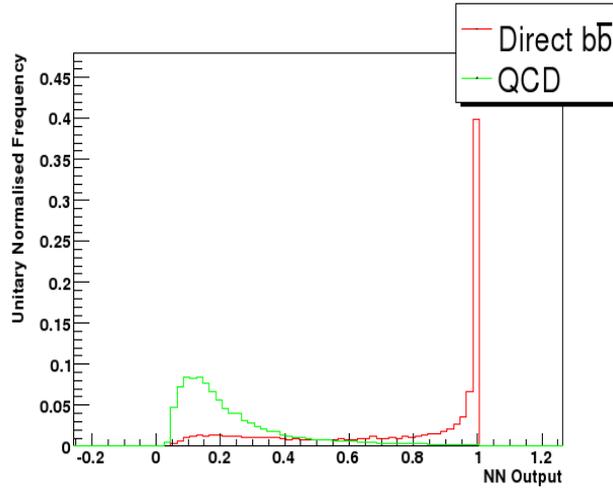


FIG. 3.8 – Variable de sortie du réseau de neurones, pour les lots de données simulées QCD correspondant à la production de jets de saveurs légères (en vert) et à des paires de quark b (en rouge).

Les performances de ce réseau de neurones ont été déterminées à l'aide des données [119]. La figure 3.9 montre l'efficacité d'identification des jets issus de quarks b en fonction du taux de mauvaise identification, pour l'algorithme *JLIP* (le plus performant des algorithmes de base) et pour le réseau de neurones. Pour un taux de mauvaise identification donné, un gain d'efficacité d'environ 30% est obtenu grâce au réseau de neurones, tandis que pour une efficacité donnée, le taux de mauvaise identification est réduit de deux tiers.

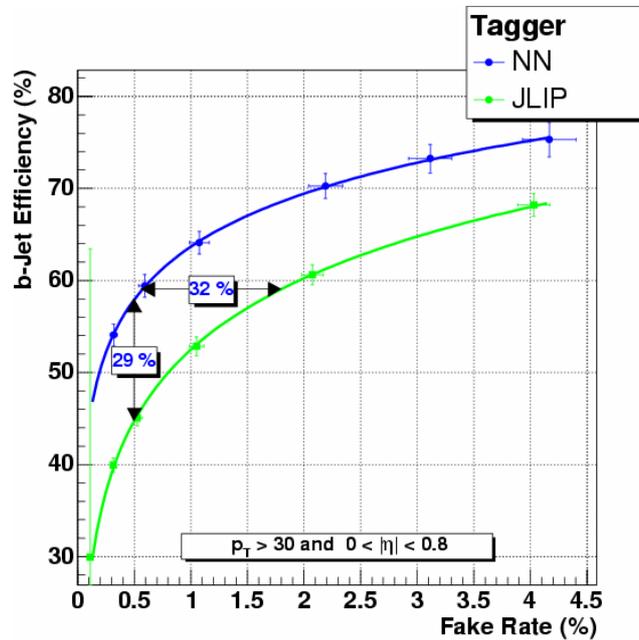


FIG. 3.9 – Comparaison de l'efficacité d'identification des jets issus de quarks b en fonction du taux de mauvaise identification pour l'algorithme *JLIP* (en vert) et pour le réseau de neurones (en bleu).

Les paramètres des algorithmes ainsi que les performances du réseau de neurones ont été évaluées à la fois pour le *Run IIa* et le *Run IIb*. Malgré l'ajout d'une couche supplémentaire de silicium au plus proche du faisceau (la *Layer 0*, voir section a)), les performances du réseau de neurones du *Run IIb* sont similaires à celles du *Run IIa*, comme le montre la figure 3.10.

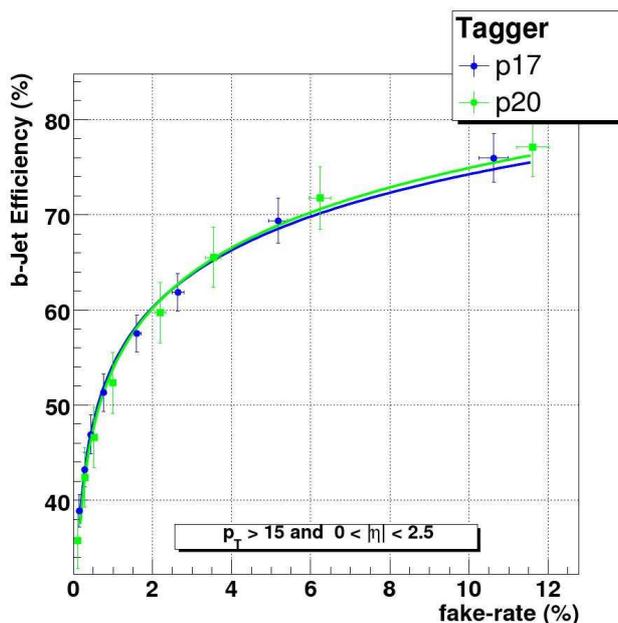


FIG. 3.10 – Comparaison de l’efficacité d’identification des jets issus de quarks b en fonction du taux de mauvaise identification pour le réseau de neurones du *Run IIa* (en bleu) et du *Run IIb* (en vert).

### 3.2.6 Critères d’étiquetabilité

Les algorithmes d’identification des jets issus de quarks b sont basés sur les traces. Un jet doit donc satisfaire à certaines conditions afin que les algorithmes puissent lui être appliqués. On appelle ces conditions les critères d’étiquetabilité. Un jet est dit “étiquetable” s’il peut être associé spatialement ( $\Delta R < 0.5$ ) à un jet de traces reconstruit à l’aide d’un algorithme de *Simple Cone* [120]. Les traces considérées doivent respecter les critères suivants :

- au moins une trace servant de point de départ à l’algorithme de reconstruction (“graine”), doit avoir  $p_T > 1$  GeV,
- au moins une autre trace doit avoir  $p_T > 0.5$  GeV,
- les traces doivent avoir au moins 1 coup dans le SMT,
- le paramètre d’impact longitudinal des traces doit être inférieur à 0.4 cm,
- le paramètre d’impact transverse des traces doit être inférieur à 0.2 cm,
- $\Delta z(\text{trace}, \text{jet de traces}) < 2$  cm.

Cependant, l’efficacité de reconstruction des traces étant trop différente entre les données et la simulation, il n’est pas possible d’appliquer directement ces critères à la simulation. On préfère donc déterminer la probabilité  $\mathcal{P}_{\text{taggable}}$  qu’un jet soit “étiquetable” à partir des données réelles et en fonction de variables bien reproduites dans la simulation :  $E_T$  du jet, position  $(\eta, \phi)$  dans le détecteur et position selon l’axe z du vertex primaire. Cette probabilité est alors utilisée pour pondérer la simulation. La paramétrisation utilisée lors de l’analyse présentée dans cette thèse sera détaillée dans le chapitre 6.

### 3.2.7 Méthode d’étiquetage

Lorsque l’on travaille avec des données réelles, il suffit d’appliquer le réseau de neurones aux jets “étiquetables”, une coupure sur  $\text{NN}_{\text{out}}$  indiquant si un jet est étiqueté b ou non.

La situation est plus complexe dans le cas des données simulées du fait de la mauvaise reproduction de la reconstruction des traces. Les jets des données simulées sont alors pondérés par

le produit de  $\mathcal{P}_{taggable}$  et d'une fonction dite taux d'étiquetage et notée TRF<sup>10</sup>. Ces fonctions correspondent à la probabilité qu'un jet dans les données (avec la même impulsion, la même position dans le détecteur, la même saveur, etc...) soit étiqueté. Elles sont fournies et certifiées par le groupe chargé des algorithmes d'identifications des saveurs lourdes au sein de la collaboration DØ. Les TRFs dépendent de la saveur du jet (b, c ou légère), la TRF des jets issus de quarks b ayant des valeurs supérieures aux autres.

### 3.3 Qualité des données

Dans les analyses présentées dans cette thèse, seules les données dont la qualité a été jugée bonne sont conservées. En effet, dans la mesure du possible, nous ne souhaitons pas être tributaire des dysfonctionnements des détecteurs pouvant avoir lieu lors des prises de données. Deux types de critères de qualité ont été définis par la collaboration DØ.

Le premier permet de rejeter une prise de données complète<sup>11</sup>. Cela peut arriver si l'un des sous-détecteurs (SMT, CFT, calorimètre ou spectromètre à muons) était absent de la prise de données ou ne fonctionnait pas correctement. Il est également possible de ne rejeter qu'une fraction de la prise de données dont les blocs de luminosité (*LBNs*<sup>12</sup>) sont déclarés mauvais. Un bloc de luminosité correspond à une minute de prise de données. C'est l'unité utilisée pour mesurer la luminosité (voir section 2.3.7). Si pendant l'intervalle de temps d'une minute, les moniteurs de luminosité n'ont pas fonctionné correctement, le *LBN* est dit mauvais. Ceci peut également arriver si la valeur moyenne de certaines variables (comme l'énergie transverse manquante) dévie trop de sa valeur attendue pendant l'intervalle d'une minute.

Le deuxième type de critères de qualité permet de rejeter, événement par événement, ceux qui sont pathologiques. Un travail important a notamment été effectué sur les dysfonctionnements ponctuels du calorimètre ou de l'électronique de lecture. Une description détaillée de ce bestiaire des pollutions du calorimètre peut être trouvée dans [121]. Nous nous contenterons d'en résumer ici les principales propriétés :

- les châssis manquants (*Empty Crate*) : ce dysfonctionnement apparaît lorsqu'au moins un des douze châssis de lecture des données du calorimètre rencontre un problème. Un événement est ainsi rejeté si un châssis a un taux d'occupation nul.
- l'anneau de feu (*Ring of Fire*) : c'est un bruit externe qui affecte le calorimètre. En raison de l'espace limité dans la région inter-cryostatique, la haute tension alimentant les couches électromagnétiques du calorimètre a été construite comme une électrode circulaire. Un bruit externe atteignant cette électrode sera perçu par toutes les cellules d'une même couche et d'une même pseudo-rapidité. Après remplacement d'un câble défectueux durant l'arrêt de 2003, ce bruit n'apparaît plus que de manière isolée.
- le bruit de midi (*Noon Noise*) : ce bruit affecte plusieurs châssis de lecture du calorimètre, la somme scalaire de leur énergie transverse devenant très importante. Si au moins un des châssis a une occupation supérieure à 35%, l'événement est rejeté. Notons enfin qu'il tire son nom du fait que ce bruit est souvent survenu à midi...
- le brouillard violet (*Purple Haze*) : c'est un bruit de midi avec une somme scalaire des énergies transverses supérieure à 2 TeV. Son origine est encore inconnue. Des études poussées ont été menées à son sujet durant le *Run IIa* [122]. Il n'est ré-apparu que de façon sporadique depuis le début du *Run IIb*.
- le bruit cohérent (*Coherent Noise*) : c'est un bruit encore mal compris pour le moment. Il est probablement dû à un dysfonctionnement de l'électronique. Il se manifeste par un décalage cohérent de la valeur du piédestal de toutes les cellules associées à une ou

<sup>10</sup>pour *Tag Rate Function*.

<sup>11</sup>aussi appelée *run* en anglais, voir section d).

<sup>12</sup>pour *Luminosity Block Number*.

plusieurs cartes d'acquisition ADC<sup>13</sup>. Un événement ayant une occupation des cartes élevée, mais dont la largeur de la distribution du nombre de coups d'ADC est faible, est rejeté.

- l'éventail espagnol (*Spanish Fan*) : c'est un bruit découvert relativement récemment (juin 2006). Il se caractérise par des anneaux de cellules (en  $\phi$ ) appartenant à la région  $0.7 < |\eta_{det}| < 0.8$  et ayant des taux d'occupation trop élevés. Un événement subissant ce bruit est facilement identifiable, la fraction d'énergie dans la partie hadronique grossière du calorimètre étant supérieure à 30% tandis que la fraction d'énergie dans la partie électromagnétique étant quant à elle inférieure à 30%.

Les dysfonctionnements des sous-détecteurs de  $D\bar{O}$  et en particulier les bruits du calorimètre ont un impact très important sur les objets utilisés dans les analyses. L'énergie transverse manquante, si importante dans les recherches de nouvelle physique ou dans l'analyse présentée dans le chapitre 6, y est très sensible, comme le montre la figure 3.11. La compréhension, ou leur identification, est un travail de longue haleine mais tout à fait crucial pour toutes les analyses.

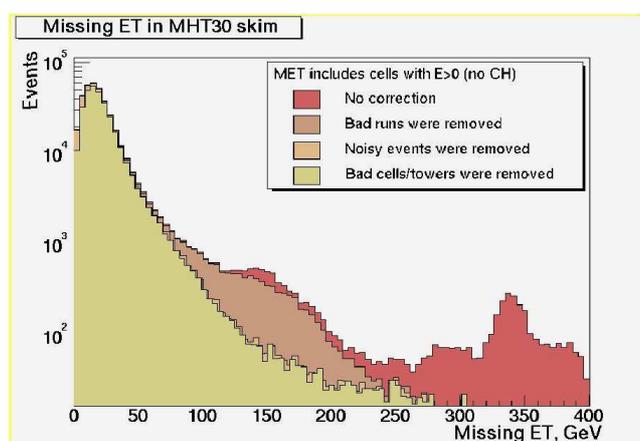


FIG. 3.11 – Distributions de l'énergie transverse manquante sans aucun traitement de qualité de données effectué (en rouge), après avoir retiré les prises de données déclarées mauvaises (rouge clair), après avoir retiré en plus les événements bruités (rose saumon) et après avoir finalement retiré les cellules ou tours bruyantes (en beige).

<sup>13</sup>pour *Analog-to-Digital Converter*.

# Chapitre 4

## Correction des jets issus de la simulation

*“Il fallait le savoir à tout prix,  
même au prix de la plus grande souffrance.  
J’ai pris, j’ai ouvert le couteau à ouvrir les yeux.”*  
Henri Michaux, *Face aux verrous*

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Echelle absolue d’énergie des jets . . . . .</b>	<b>110</b>
4.1.1	Introduction . . . . .	110
4.1.2	Lots de données . . . . .	111
4.1.3	Energie sous-jacente . . . . .	111
4.1.4	Réponse du calorimètre . . . . .	112
4.1.5	Fraction d’énergie dans et en dehors du cône . . . . .	117
4.1.6	Corrections finales et incertitudes associées . . . . .	118
4.1.7	Echelle d’énergie des jets pour le <i>Run IIb</i> . . . . .	118
<b>4.2</b>	<b>Correction des jets issus de la simulation . . . . .</b>	<b>120</b>
4.2.1	Méthode générale . . . . .	120
4.2.2	Lots de données et sélection . . . . .	122
4.2.3	L’observable $\Delta S$ . . . . .	124
4.2.4	La méthode <i>S.S.R.</i> au <i>Run IIa</i> . . . . .	126
4.2.5	Quelques mots sur le <i>Run IIb</i> . . . . .	154
4.2.6	Vers une correction des jets de quarks et de gluons... . . . .	155

---

De nombreuses recherches ou mesures effectuées auprès d'un collisionneur hadronique dépendent fortement de la connaissance précise de l'énergie des jets résultant de la fragmentation des quarks et des gluons générés lors de l'interaction dure. Sa compréhension devient plus cruciale encore lorsque l'état final considéré contient des particules non-détectables (créant de fait de l'énergie manquante), comme cela est le cas dans la recherche présentée dans ce manuscrit. La détermination précise de l'échelle d'énergie des jets est une tâche essentielle, impliquant des corrections d'effets instrumentaux, de physique et dépendants de l'algorithme de reconstruction des jets. Les grandes lignes de la méthode employée dans l'expérience DØ pour estimer l'échelle d'énergie absolue des jets seront détaillées dans une première partie de ce chapitre.

En fait, ce qui importe vraiment lors d'une analyse comparant données réelles et données simulées est l'échelle relative d'énergie des jets. Bien que déterminées de manière cohérente, les échelles d'énergie des jets des données et de la simulation peuvent différer quelque peu, notamment à basse énergie, comme nous le verrons. En outre, nombre d'effets instrumentaux sont difficiles à modéliser, en particulier lorsqu'ils impliquent des jets. La résolution ainsi que l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets sont en effet meilleures dans les données simulées que dans les données réelles. Ces effets ne sont pas indépendants et nécessitent d'être corrigés de façon cohérente. La méthode développée pour amener sur un même pied d'égalité les jets dans les données réelles et simulées sera présentée dans la deuxième partie de ce chapitre.

Les méthodes employées au *Run IIa* n'ayant que peu évolué pour le *Run IIb*, elles ne seront détaillées que pour le *Run IIa*. Seuls les résultats finaux seront donnés pour le *Run IIb*.

## 4.1 Echelle absolue d'énergie des jets

### 4.1.1 Introduction

Le but de la correction d'échelle d'énergie des jets est de relier l'énergie des jets mesurée par le calorimètre  $E_{jet}^{mes}$  à l'énergie des jets de particules  $E_{jet}^{particule}$ , c'est-à-dire, avant l'interaction avec le détecteur. Un jet de particules est défini comme l'ensemble des particules issues des partons finaux se retrouvant dans le même cône que le jet calorimétrique. La formule suivante est utilisée à DØ [123] :

$$E_{jet}^{particule} = \frac{E_{jet}^{mes} - E_O(\mathcal{R}, \eta_{det}, \mathcal{L}, n_{PV})}{R_{jet}(E_{jet}^{mes}, \mathcal{R}, \eta_{det}) \cdot S_{jet}(\mathcal{R}, \eta_{det}, E_{jet}^{mes})} \frac{k_O}{k_R} \quad (4.1)$$

où :

- $E_O$  représente le terme d'énergie sous-jacente (aussi appelé *offset*), qui inclut les contributions provenant du bruit de l'électronique ou des décroissances radioactives de l'uranium, de l'empilement dû aux croisements précédents ainsi que des collisions additionnelles. Il dépend de la taille du cône de jet  $\mathcal{R}$ , de la pseudo-rapacité du jet  $\eta_{det}$ , du nombre de vertex primaires  $n_{PV}$  ainsi que de la luminosité instantanée  $\mathcal{L}$ .
- $R_{jet}$  est la réponse du calorimètre au jet de particules. Elle est typiquement inférieure à un à cause des pertes d'énergie dans les matériaux avant l'interaction avec le calorimètre ou dans les zones non-instrumentées, de la non-compensation du calorimètre ou des inhomogénéités du détecteur. C'est une fonction de l'énergie du jet  $E_{jet}^{mes}$ . Elle dépend aussi de  $\mathcal{R}$  ainsi que  $\eta_{det}$  (à cause des non-uniformités de la réponse du calorimètre, en particulier dans la région inter-cryostatique).
- $S_{jet}$ , ou *showering* en anglais, représente la correction pour la fraction d'énergie déposée en dehors du cône par des particules appartenant au jet de particules suite au développement des gerbes dans le calorimètre. Ce terme corrige aussi la fraction d'énergie déposée à l'intérieur du jet par des particules n'appartenant pas au jet de particules. Il est typiquement inférieur à l'unité, ce qui signifie que le flux d'énergie se fait principalement de

l'intérieur vers l'extérieur du cône. Il dépend fortement de  $\mathcal{R}$  et de  $\eta_{det}$  mais faiblement de l'énergie du jet  $E_{jet}^{mes}$ .

- $k_O$  et  $k_R$  sont des corrections nécessaires des biais inhérents aux méthodes employées pour mesurer  $E_O$  et  $R_{jet}$ , respectivement. Ils seront détaillés par la suite.

### 4.1.2 Lots de données

Cette section décrit brièvement les différents lots de données et d'échantillons Monte Carlo (MC) utilisés pour estimer les corrections d'échelle d'énergie des jets. Une partie de ces lots sera également utilisée pour intercalibrer les données et la simulation dans la deuxième partie de ce chapitre. Les données suivantes sont utilisées :

- **Evénements de biais minimum ( $MB^1$ )** : ce lot est collecté à l'aide d'événements ayant déclenché les compteurs de luminosité, signalant la présence d'une collision  $p\bar{p}$  inélastique.
- **Evénements de biais nul ( $ZB^2$ )** : ce lot est collecté durant les croisements de faisceaux mais sans aucune condition de déclenchement.
- **$\gamma$ +jet** : ce lot correspond à des événements collectés par les menus de déclenchement demandant un objet électromagnétique isolé utilisant différents seuils en impulsion transverse.
- **Dijet** : ce lot correspond à des événements collectés par les menus de déclenchement demandant au moins un jet avec une impulsion transverse  $p_T^{jet} > 15, 25, 45, 65, 95$  et  $125$  GeV.

Les corrections d'échelle d'énergie étant déterminées séparément pour les données et la simulation, les échantillons suivants ont été générés avec PYTHIA 6.323 et les fonctions de distributions partoniques CTEQ6L1 [124] :

- **$\gamma$ +jet** : ce lot inclut la production directe des processus  $2 \rightarrow 2$  :  
 $p\bar{p} \rightarrow q\gamma + X$  et  $p\bar{p} \rightarrow g\gamma + X$ .
- **Dijet** : ce lot inclut le processus partonique inclusif  $2 \rightarrow 2$  :  
 $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q} + X$ ,  $p\bar{p} \rightarrow qg + X$  et  $p\bar{p} \rightarrow gg + X$ .
- **Dijet (noté "EM-jet" dans la suite)** : ce lot inclut les mêmes processus que lot "Dijet" mais un certain nombre de coupures ont été ajoutées sur les particules générées afin d'enrichir le lot en jets faussement identifiés comme des photons. Ces coupures jouent notamment sur la fraction d'énergie contenue dans un jet due uniquement aux électrons ou photons. Elles servent à augmenter la proportion de  $\pi^0$  très énergétiques.

### 4.1.3 Energie sous-jacente

Le but de la correction d'énergie sous-jacente est de soustraire à l'énergie mesurée d'un jet toutes les contributions ne provenant pas de l'interaction dure. Cette énergie additionnelle résulte du bruit de l'électronique ou de l'uranium ainsi que des interactions proton-antiproton additionnelles pouvant survenir au sein d'un même croisement de faisceaux. Le temps de montée du signal dans les pré-amplificateurs du calorimètre étant supérieur au temps de croisement (396 ns), on s'attend également à des perturbations dues aux croisements précédents (effet d'empilement). La détermination de l'énergie sous-jacente  $E_O$  implique la mesure de deux contributions :

$$E_O = E_{NP} + E_{MI} \quad (4.2)$$

où :

<sup>1</sup> *Minimum Bias* en anglais.

<sup>2</sup> *Zero Bias* en anglais

- $E_{NP}$  est l'énergie due au bruit et à l'empilement. Elle est estimée à partir d'événements  $ZB$  qui n'ont pas déclenché les moniteurs de luminosité et pour lesquels aucun vertex primaire n'a été reconstruit.
- $E_{MI}$  représente l'énergie causée par les interactions multiples. Elle est mesurée dans des événements  $MB$ . Pour un nombre donné de vertex primaires reconstruits  $n_{PV}$ , on considère que le nombre total d'interactions additionnelles vaut  $n_{PV} - 1$ . On définit alors  $E_{MI}$  comme la différence d'énergie entre les événements ayant  $n_{PV}$  vertex primaires et ceux où  $n_{PV}$  est strictement égal à l'unité.

En pratique, on mesure la densité d'énergie moyenne (par tour calorimétrique) de ces contributions pour différentes multiplicités de vertex et en différents intervalles de luminosité instantanée. L'énergie sous-jacente, pour une taille de cône de jet fixée et à une valeur de  $\eta_{det}^{jet}$  donnée, est calculée en ajoutant l'estimation de la densité d'énergie moyenne de toutes les tours calorimétriques appartenant au cône de jet.

La figure 4.1 montre l'estimation finale de l'énergie sous-jacente pour une luminosité instantanée  $\mathcal{L}$  de  $0.3 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et pour une taille de cône de jet de 0.5. Cette estimation est cependant biaisée. En effet, les cellules du calorimètre à l'intérieur d'un jet contiennent déjà de l'énergie due à l'interaction dure et ont donc une probabilité accrue de passer au-dessus du seuil de "zero-suppression" (voir section 3.2.4). C'est l'origine du facteur  $k_O$  dans la formule 4.1. Cette correction est estimée à l'aide de simulations Monte Carlo. Les incertitudes liées à la détermination de l'énergie sous-jacente sont dominées par l'erreur sur  $k_O$ .

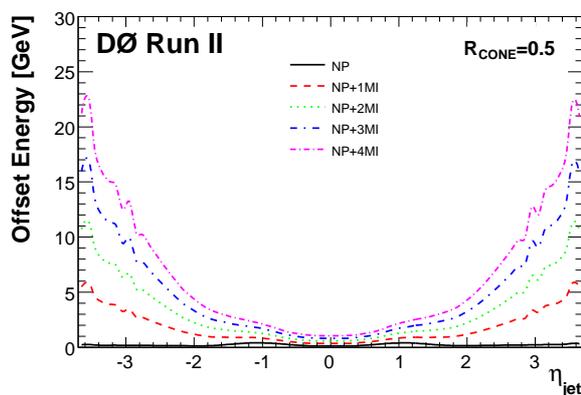


FIG. 4.1 – Énergie sous-jacente pour une taille de cône de jet  $\mathcal{R} = 0.5$ , pour différentes multiplicité de vertex primaires, en fonction de la pseudo-rapacité  $\eta_{det}^{jet}$ .

#### 4.1.4 Réponse du calorimètre

La réponse du calorimètre est la correction la plus importante numériquement (environ 30% de la correction totale). Elle doit en effet tenir compte de plusieurs effets notables comme les pertes d'énergie dans les matériaux avant le calorimètre ou dans les zones peu instrumentées (région inter-cryostatique) ou les inhomogénéités d'un module à l'autre. En outre, le calorimètre de DØ étant non-compensant, la réponse aux électrons et aux photons est plus grande et plus linéaire que celle aux hadrons.

La mesure de la réponse est effectuée en deux étapes. La réponse absolue est tout d'abord mesurée à l'aide d'événements  $\gamma$ +jet et pour la partie centrale du calorimètre. Un facteur de correction est ensuite déterminé afin de rendre uniforme la réponse en  $\eta_{det}$ .

### a) Réponse absolue

La réponse absolue est mesurée indépendamment pour les données et la simulation à l'aide des lots  $\gamma$ +jet décrits précédemment. Les événements sélectionnés doivent contenir exactement un photon central ( $|\eta_{det}^\gamma| < 1$ ) et exactement un jet central ( $|\eta_{det}^{jet}| < 0.4$ ). Le candidat photon et le candidat jet doivent être dos-à-dos dans le plan  $r - \phi$ , i.e la différence de leur angle azimuthal  $\Delta\phi$  doit être plus grande que 3.0 radians.

La détermination de la réponse utilise une méthode dite de la fraction d'énergie transverse manquante projetée (*MPF*<sup>3</sup>), basée sur la conservation de l'énergie dans le plan transverse. Si l'on fait l'hypothèse que la réponse à un objet électromagnétique  $R_\gamma$  est connue précisément ( $R_\gamma = 1$ ), alors on peut écrire la conservation de l'impulsion transverse pour les événements sélectionnés comme :

$$\vec{p}_T^\gamma + R_{had} \cdot \vec{p}_T^{jet} = -\vec{E}_T \quad (4.3)$$

où  $\vec{p}_T^\gamma$  et  $\vec{p}_T^{jet}$  sont les énergies transverses du photon et du jet, respectivement,  $R_{had}$  est la réponse hadronique du calorimètre et  $\vec{E}_T$  l'énergie manquante transverse créée par la mauvaise mesure de l'énergie du jet. En projetant l'équation précédente selon la direction du photon  $\vec{n}_\gamma$ , on en déduit :

$$R_{had} = 1 + \frac{\vec{E}_T \cdot \vec{n}_\gamma}{p_T^\gamma} \quad (4.4)$$

La réponse dépend fortement de l'énergie du jet. Cependant, mesurer la réponse en intervalles d'énergie du jet présenterait un biais dû à la mauvaise résolution sur la mesure de l'énergie des jets, couplée à un spectre en énergie transverse fortement décroissant. En effet, chaque intervalle de  $p_T$  contient en moyenne plus d'événements dont l'énergie a fluctué vers le haut provenant de bas  $p_T$  que d'événements dont l'énergie a fluctué vers le bas provenant de haut  $p_T$ . Pour remédier à ce problème, on construit un estimateur de l'énergie du jet ( $E'$ ) en fonction de variables dont la précision de mesure est meilleure que celle de son énergie, à savoir sa pseudo-rapidité  $\eta_{jet}$  ainsi que l'impulsion transverse du photon  $p_T^\gamma$ .  $E'$  est définie comme :

$$E' = p_T^\gamma \cosh(\eta_{jet}) \quad (4.5)$$

La réponse est alors mesurée par la méthode *MPF* en intervalles de  $E'$ .

Si la détermination de la réponse à l'aide d'événements  $\gamma$ +jet purs est aisée dans la simulation, elle souffre de plusieurs biais dans les données. L'étalonnage en énergie du calorimètre électromagnétique, nécessaire pour corriger des pertes en énergie dues à l'interaction des objets électromagnétiques dans les matériaux avant le calorimètre, est obtenue à partir d'événements  $Z \rightarrow e^+e^-$ . Cependant, les photons interagissent moins avec la matière que les électrons. L'échelle d'énergie des électrons surcorrigé ainsi l'énergie des photons. Une correction, estimée à partir de la simulation, est appliquée à l'énergie des photons mesurée dans les données. Notons que pour la mesure de la réponse dans la simulation, c'est l'énergie du photon généré qui est utilisée et non l'énergie mesurée.

En outre, les événements  $\gamma$ +jet sélectionnés dans les données sont contaminés par la contribution d'événements dijet où un des deux jets est faussement identifié comme un photon<sup>4</sup>. Cette pollution peut être diminuée en appliquant des critères très stricts sur la sélection du candidat photon mais ne peut être complètement éliminée, biaisant ainsi la mesure de la réponse. Cet effet est important surtout à basse énergie. Le choix a donc été fait de le quantifier et de le corriger. La pureté du lot  $\gamma$ +jet est estimée à partir de la simulation, en utilisant les lots  $\gamma$ +jet purs et EM-jet, ainsi qu'à partir des données. Pour ce faire, la distribution de **HC07**<sup>5</sup> dans

<sup>3</sup>Missing  $E_T$  Projection Fraction en anglais.

<sup>4</sup>Cela arrive par exemple si le jet contient un  $\pi^0$  de grand  $p_T$  se désintégrant suivant la réaction  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

<sup>5</sup>C'est la somme scalaire des  $p_T$  de toutes les traces dans un cône creux de rayon interne 0.05 et de rayon externe 0.7 autour du candidat photon. Elle est bien reproduite par la simulation.

les deux lots simulés est ajustée à celle des données afin d'obtenir les contributions de chacun des lots. La figure 4.2 (à gauche) montre la pureté en fonction de  $E'$ , pour un jet localisé dans la partie centrale du calorimètre et pour différents critères d'identification du photon. Il est intéressant de constater qu'elle dépend fortement des critères de sélection du photon et qu'elle augmente avec l'énergie. Une correction à la réponse mesurée dans les données est alors calculée à partir de la pureté, et des différences de réponse obtenues dans les lots  $\gamma$ +jet purs et EM-jet.

Un exemple des corrections totales apportées à la réponse et relatives au photon, appelées  $k_R^\gamma$ , est montré sur la figure 4.2, à droite.

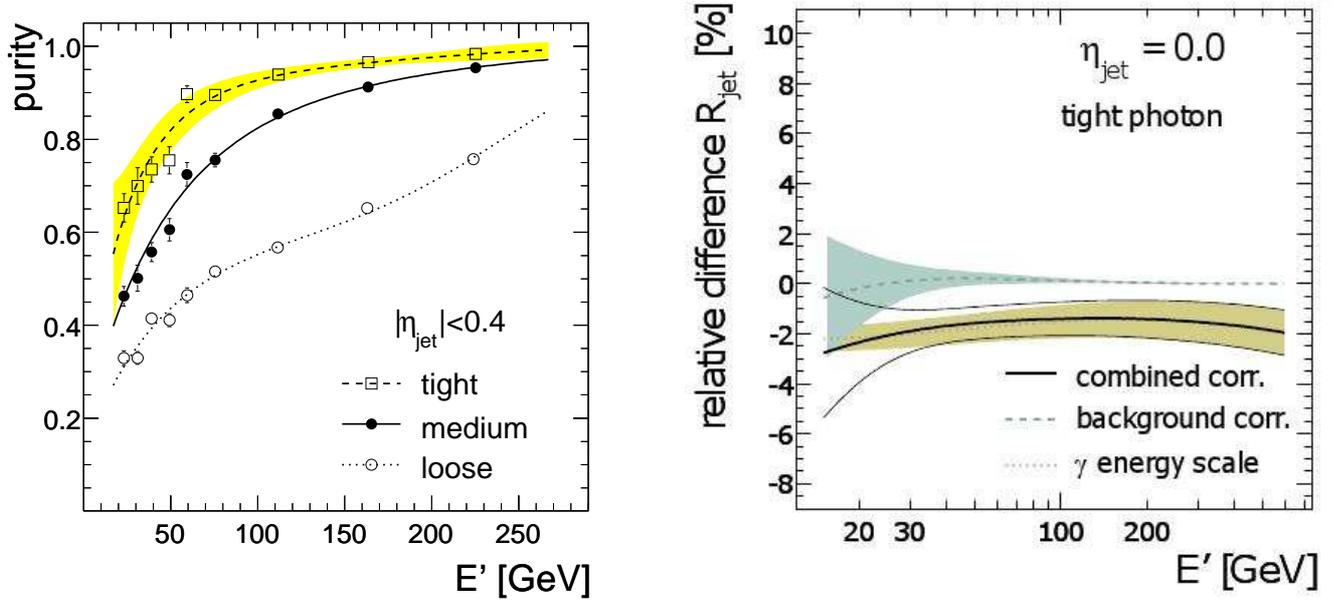


FIG. 4.2 – A gauche, estimation de la pureté du lot  $\gamma + jet$  pour trois critères d'identification (*tight*, *medium* et *loose*) du candidat photon. La pureté est ici représentée en fonction de l'estimateur de l'énergie du jet  $E'$ . A droite, corrections apportées à la réponse : pour la contamination par les événements dijet (tirets et bande d'erreur bleue), pour l'échelle d'énergie des photons (ligne pointillée et bande d'erreur jaune) et pour la combinaison des deux (ligne noire).

Un dernier biais reste cependant à corriger. L'équilibre en  $p_T$  dans les événements  $\gamma$ +jet peut être perturbé par la présence de jets non-reconstruits provenant de radiations de gluons (dans l'état initial ou final), de radiations supplémentaires de basse impulsion venant de l'événement sous-jacent, etc... Une correction, appelée  $k_R^{topo}$ , est obtenue à partir de la simulation en comparant la réponse donnée par la méthode *MPF* à la "vraie" réponse calculée à partir des dépôts individuels d'énergie des particules dans chaque cellule du calorimètre.

Tous ces ajustements à la réponse,  $k_R^\gamma$  et  $k_R^{topo}$ , sont contenus dans le terme  $k_R$  de la formule 4.1<sup>6</sup>.

La réponse absolue pour des jets (avec  $|\eta_{jet}| < 0.4$ ) est présentée sur la figure 4.3 pour les données et la simulation et pour une taille de cône de jet de 0.5. Les incertitudes systématiques liées à sa mesure prennent en compte les erreurs sur les paramétrisations, sur l'extrapolation à haute énergie (où la statistique est faible) ainsi que sur la stabilité de la réponse dans le temps. L'erreur dominante est cependant celle sur l'échelle d'énergie des photons.

Une dernière remarque cependant. Le terme de réponse a été mesuré pour une impulsion du photon supérieure à 30 GeV, afin d'éviter un biais dû au seuil de reconstruction des jets (fixé à 6 GeV). Les ajustements ont ensuite été extrapolés aux énergies inférieures. Les corrections dues à ce biais seront évoquées dans la section traitant des corrections des jets issus de la simulation.

<sup>6</sup>En réalité, il reste un dernier biais, lié au seuil de "zero-suppression". Il compense partiellement  $k_O$ .

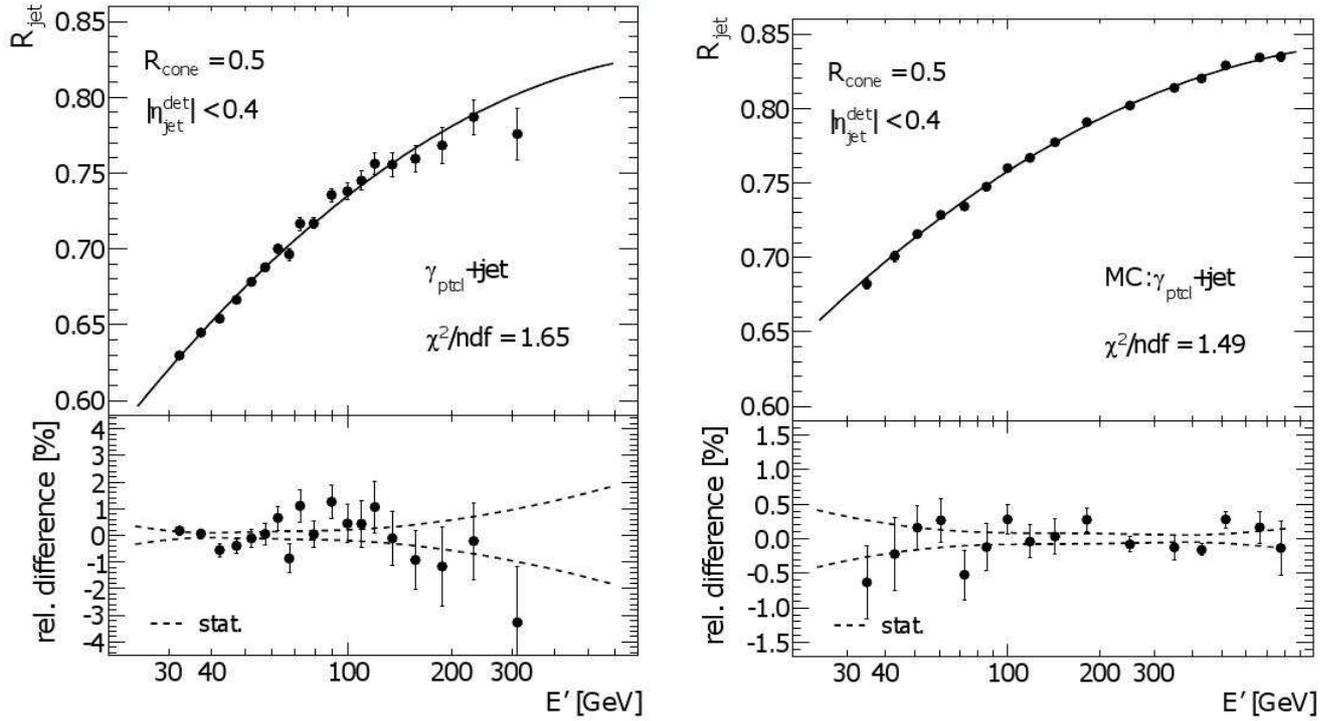


FIG. 4.3 – Réponse absolue  $R_{CC}^{\gamma+jet}$  mesurée dans les données (à gauche) et dans la simulation (à droite) pour  $\mathcal{R} = 0.5$  avec une paramétrisation superposée.

### b) Uniformisation en $\eta$

Comme il a été dit précédemment, la réponse du calorimètre varie fortement en fonction de  $\eta_{det}$  et il convient donc de la rendre homogène sur toute la couverture angulaire (jusqu'à  $|\eta_{det}| < 3.6$  en fait). Ayant défini une référence pour la réponse absolue  $R_{CC}^{\gamma+jet}$  dans la section précédente, il est possible de dériver une réponse  $F_\eta$ , pour une région en  $\eta_{det}$  donnée, relativement à notre référence. La réponse  $R_\eta$  s'exprime alors comme :

$$R_\eta = R_{CC}^{\gamma+jet} F_\eta \quad (4.6)$$

où  $F_\eta$  est un facteur déterminé pour intercalibrer la réponse par rapport au calorimètre central ( $|\eta_{det}| < 0.4$ ).  $F_\eta$  est calculé en mesurant la réponse avec la méthode *MPF* dans des événements  $\gamma$ +jet où le jet peut se trouver à n'importe quel  $\eta_{det}$  ainsi qu'avec des événements dijet dos-à-dos. Ces derniers sont sélectionnés de manière à être dos-à-dos ( $\Delta\phi > 3.0$ ), un jet étant localisé à  $|\eta_{det}| < 0.4$ , l'autre pouvant se trouver n'importe où. Ces deux lots sont complémentaires (les événements  $\gamma$ +jet dominent à basse énergie alors que les événements dijet dominent à haute énergie) et leur combinaison permet de réduire grandement les incertitudes sur la détermination de  $F_\eta$ .

Malheureusement, l'association de ces deux lots n'est pas triviale. En effet, la correction  $F_\eta$  diffère de manière significative selon qu'elle est mesurée avec l'un ou l'autre des échantillons, comme le montre la figure 4.4 (à gauche). La contribution principale au désaccord entre les deux réponses provient d'une différence de composition partonique entre les deux processus considérés. Le processus  $\gamma$ +jet est en effet dominé par l'état final photon+quark à basse énergie et par photon+gluon à haute énergie, alors que c'est l'inverse pour le processus dijet (voir figure 4.4, à droite). Les jets de gluons sont typiquement plus larges et contiennent en moyenne plus de particules de basse énergie que les jets de quark. Leur réponse est ainsi plus faible. Notons qu'en raison de la présence de plus de matière devant le calorimètre pour le *Run II*, la réponse aux particules de basse énergie est bien plus basse qu'au *Run I*, conduisant alors

à une dépendance plus grande de la réponse à la saveur du jet pour le *Run II*. Un facteur d'échelle entre les deux lots ( $\gamma$ +jet et dijet) a ainsi été déterminé afin de pouvoir les combiner proprement.

La figure 4.5 montre la mesure finale de  $F_\eta$  pour les données et la simulation, illustrant la non-uniformité du calorimètre en fonction de  $\eta_{det}$ .

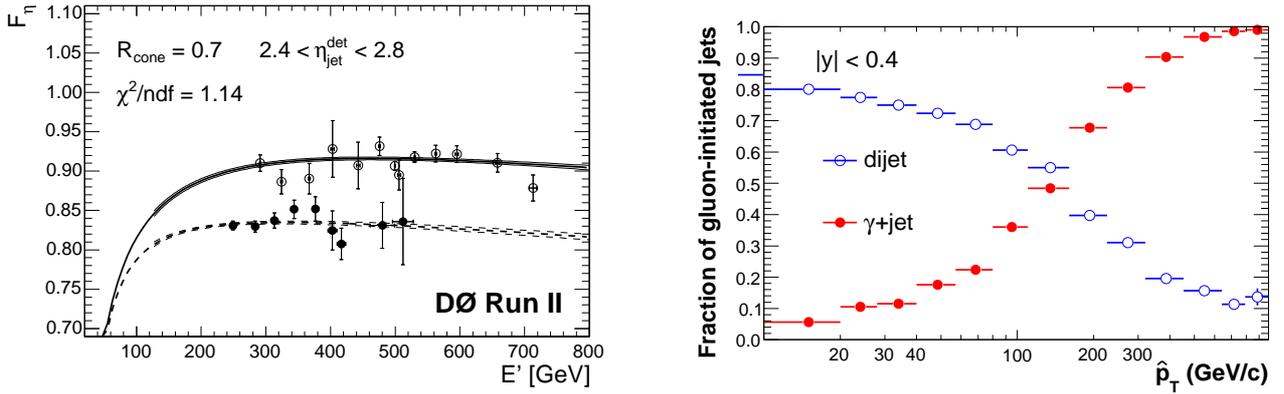


FIG. 4.4 – Facteur de correction  $F_\eta$  pour  $\mathcal{R} = 0.7$  mesuré dans les données, en fonction de  $E'$  et pour  $2.4 < \eta_{det}^{jet} < 2.8$  (à gauche). Les cercles pleins (resp. vides) représentent la mesure dans le lot  $\gamma$ +jet (resp. dijet). À droite est montrée la fraction de jet de gluon pour  $\eta_{det}^{jet} < 0.4$  dans les lots  $\gamma$ +jet (en rouge) et dijet (en bleu).

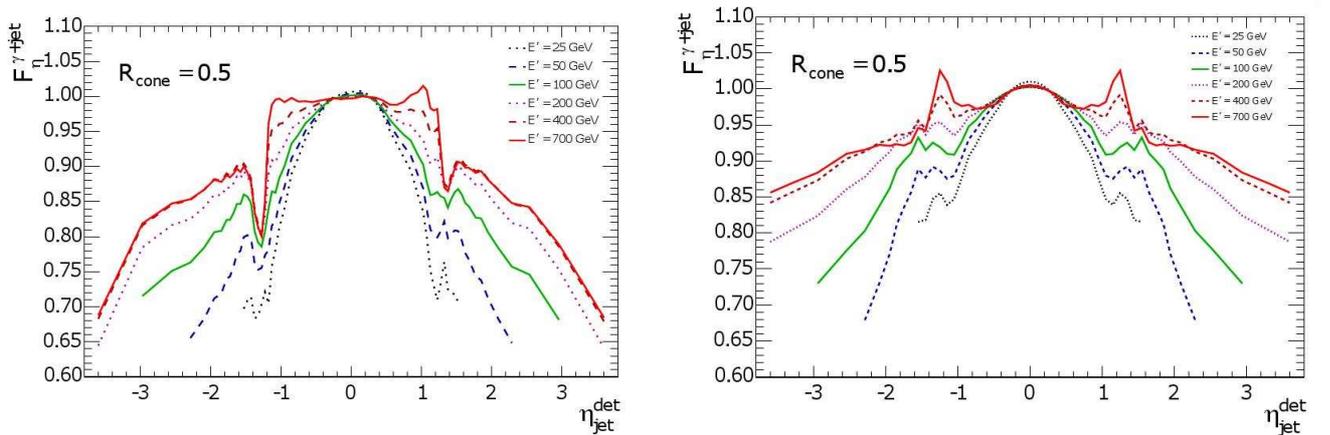


FIG. 4.5 – Correction relative à la réponse absolue mesurée dans le lot  $\gamma$ +jet dans les données (à gauche) et dans la simulation (à droite).

### 4.1.5 Fraction d'énergie dans et en dehors du cône

Après avoir soustrait l'énergie sous-jacente et corrigé de la réponse, l'énergie du jet mesurée ne correspond pas encore à l'énergie du jet de particules. En effet, des particules n'appartenant pas initialement au jet de particules peuvent tout de même contribuer à l'énergie du jet calorimétrique lors du développement de la gerbe dans l'interaction avec les matériaux du calorimètre par exemple. De la même manière, une partie de l'énergie initialement contenue dans le jet de particules peut être déposée en dehors du jet calorimétrique. Ces effets instrumentaux doivent être corrigés et un facteur  $S_{jet}$ , dit de *showering*, est alors déterminé. Rappelons ici que l'on ne revient pas à l'énergie au niveau partonique, et que les effets résultant de radiations de gluons à grand angle ne sont pas corrigés.  $S_{jet}$  est mesuré séparément pour les données et la simulation, pour différentes tailles de cône du jet (0.5 et 0.7), en fonction de l'énergie du jet et pour différents intervalles en pseudo-rapidité, à l'aide des mêmes événements  $\gamma$ +jet que précédemment.

Grâce aux informations détaillées disponibles dans la simulation sur la quantité d'énergie déposée dans chaque cellule du calorimètre par chaque particule, il est relativement aisé d'estimer  $S_{jet}$  pour les événements générés MC. En revanche, une telle méthode ne peut évidemment pas être appliquée aux données. Cependant, à la fois dans les données et la simulation, il est possible de calculer la densité d'énergie en fonction de la distance radiale  $\Delta R$  (dans le plan  $\eta$ - $\phi$ ) à l'axe du jet. Cette distribution est appelée "profil d'énergie des jets". Les profils d'énergie correspondant aux particules appartenant au jet de particules ( $E_{particule}^{mes(in)}$ ) ainsi qu'à toutes les autres particules de l'événement ( $E_{particule}^{mes(out)}$ ) sont obtenus à l'aide de la simulation. Ces profils sont ajustés au profil global mesuré dans les données.  $S_{jet}$  est alors défini comme le rapport entre l'énergie visible  $E_{jet}^{mes}$  dans un cône  $\Delta R < \mathcal{R}$  (qui reçoit l'apport des deux contributions estimées par la simulation) et l'énergie visible de toutes les particules du jet de particules  $E_{particule}^{mes,MC}$  :

$$S_{jet}^{data} = \frac{E_{jet}^{mes}}{E_{particule}^{mes,MC}} = \frac{E_{particule}^{mes(in),MC}}{E_{particule}^{mes,MC}} + \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{E_{particule}^{mes(out),MC}}{E_{particule}^{mes,MC}} \quad (4.7)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les paramètres d'ajustement aux données.

La figure 4.6 représente l'estimation de  $S_{jet}$  dans les données, pour deux intervalles en pseudo-rapidité.

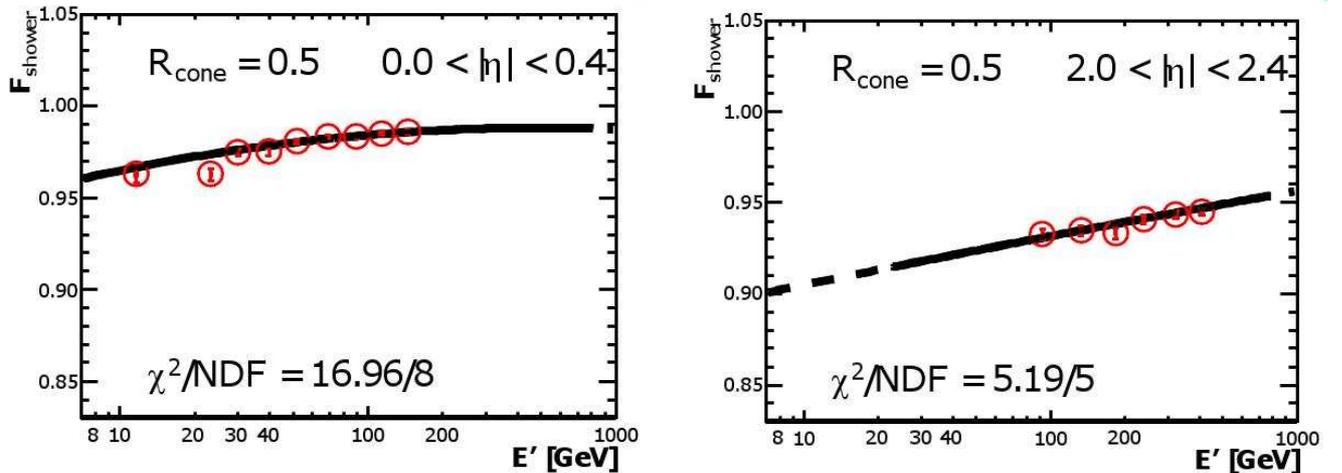


FIG. 4.6 – Facteur de correction  $S_{jet}$  ( $F_{shower}$  sur l'axe y) estimé dans les données, pour  $\mathcal{R} = 0.5$  et pour  $\eta_{det}^{jet} < 0.4$  (à gauche) et  $2. < \eta_{det}^{jet} < 2.4$  (à droite).

### 4.1.6 Corrections finales et incertitudes associées

L'ensemble des sous-corrrections décrites précédemment sont combinées pour former un unique facteur de correction ( $k_{JES}$ ) à appliquer à l'énergie mesurée des jets. Un aperçu de  $k_{JES}$  est représenté sur la figure 4.7 à la fois pour les données (à gauche) et la simulation (à droite). On constate que la réponse est la contribution dominante, bien que la correction de *showering* joue un rôle non-négligeable à l'avant du calorimètre.

Les incertitudes associées à  $k_{JES}$  sont montrées sur la figure 4.8, pour les données (à gauche) et la simulation (à droite). Elles sont dominées par l'erreur sur la réponse, en particulier pour les petites et grandes valeurs d'énergies transverses de jet. La source la plus importante d'erreur est celle liée à l'échelle d'énergie des photons. A basse énergie transverse et dans la région très à l'avant du calorimètre ( $|\eta_{det}| > 2$ ), une des contributions prépondérantes à l'erreur totale vient de la contamination du lot  $\gamma$ +jet par les événements dijet. A grande énergie transverse, la principale erreur est d'origine statistique.

### 4.1.7 Echelle d'énergie des jets pour le *Run IIb*

Durant la période de transition entre le *Run IIa* et le *Run IIb*, le calorimètre n'a pas changé, seule une couche supplémentaire de silicium (*Layer 0*, voir section a)) a été ajoutée. Des études ont montré que l'effet induit par cette quantité de matière additionnelle avant le calorimètre n'affectait l'échelle d'énergie électromagnétique qu'à un niveau de l'ordre de 0.1% [125]. L'échelle d'énergie des jets ne devrait par conséquent pas être affectée par l'ajout de cette couche. Aucune modification n'a ainsi été apportée à  $k_{JES}^{MC}$ .

En revanche, l'étalonnage en énergie du calorimètre a changé. Les poids affectés à la partie électromagnétique ont été augmentés afin de compenser la nouvelle estimation des pertes d'énergie des électrons dans les matériaux devant le calorimètre. En outre, l'étalonnage des détecteurs inter-cryostatiques a été complètement revu. Afin de pouvoir appliquer la correction de réponse estimée lors du *Run IIa*, une procédure dite de "décorrection" a été mise en place. Connaissant les poids appliqués aux différentes couches du calorimètre lors du *Run IIa* et du *Run IIb*, il est possible de ramener l'énergie des jets à un niveau similaire au *Run IIa* et d'ainsi employer les corrections mesurées pendant cette période. Cette méthode ne fonctionne cependant pas sur toute la couverture angulaire (en particulier dans la région inter-cryostatique) et des ajustements supplémentaires ont été nécessaires. Ils consistent à corriger la réponse du *Run IIb* par le rapport entre la réponse *Run IIa* et celle du *Run IIb*.

En raison des conditions de luminosité instantanée différentes entre les deux périodes de prises de données, l'énergie sous-jacente a également été mesurée une nouvelle fois.

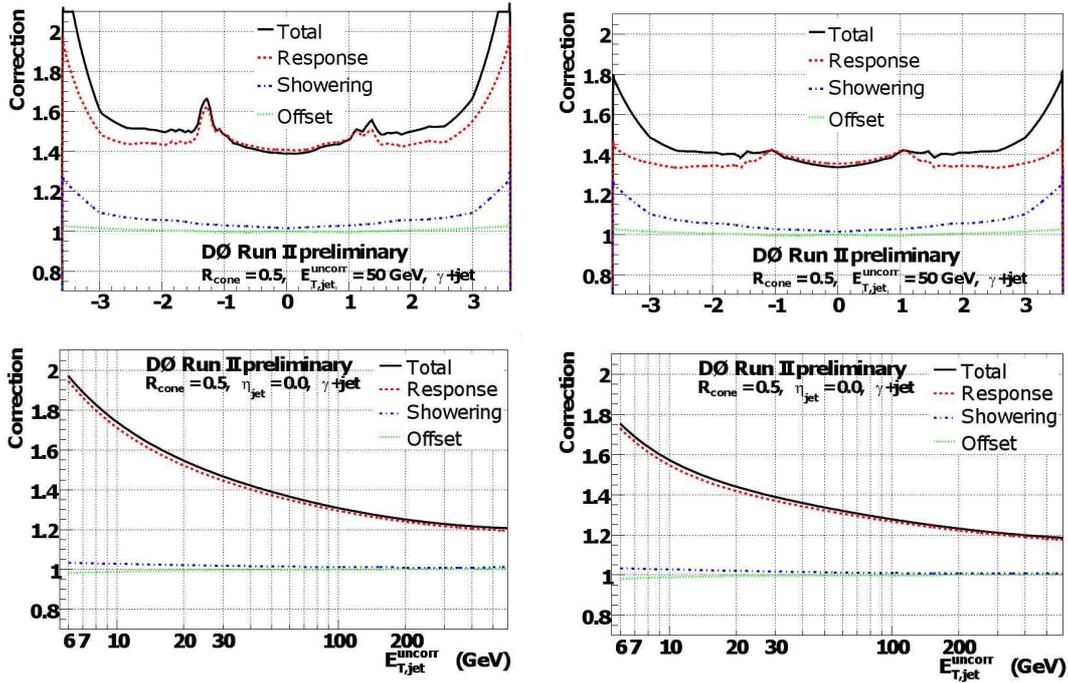


FIG. 4.7 – Correction d'échelle d'énergie des jets pour  $E_{T,jet}^{mes} = 50$  GeV en fonction de  $\eta_{jet}$  (en haut), pour  $\eta_{jet}=0$  en fonction de  $E_{T,jet}^{mes}$  (en bas), pour les données (à gauche) et la simulation (à droite).

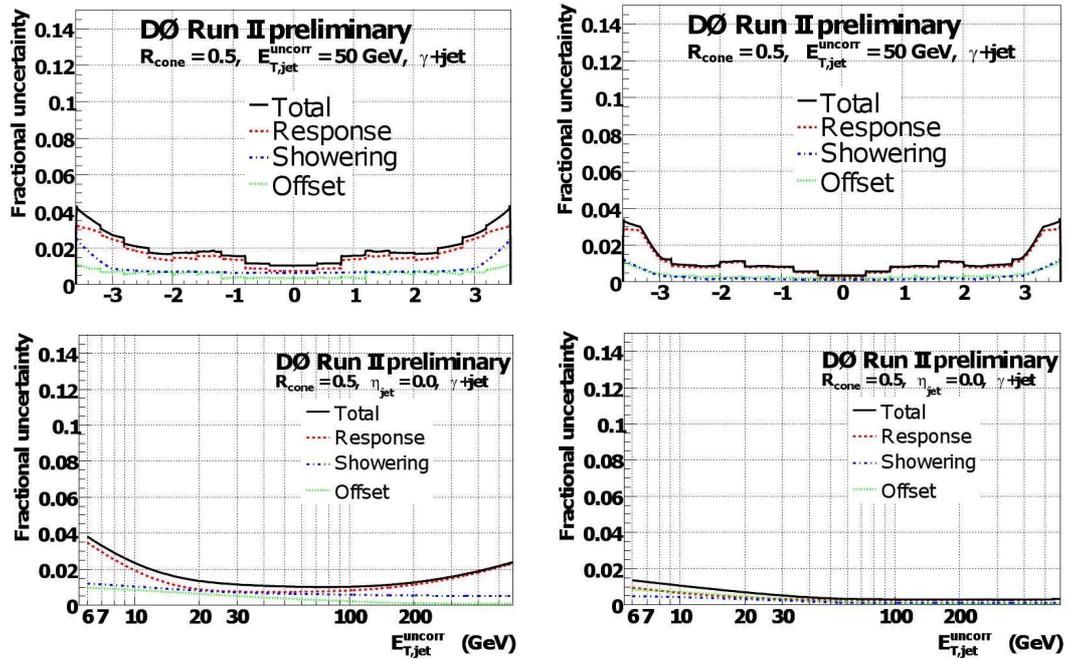


FIG. 4.8 – Erreur relative à la correction d'échelle d'énergie des jets pour  $E_{T,jet}^{mes} = 50$  GeV et en fonction de  $\eta_{jet}$  (en haut), pour  $\eta_{jet}=0$  et en fonction de  $E_{T,jet}^{mes}$  (en bas), pour les données (à gauche) et la simulation (à droite).

## 4.2 Correction des jets issus de la simulation

La simulation du détecteur DØ est imparfaite et ne permet pas de reproduire correctement toutes les caractéristiques des objets reconstruits dans les données, en particulier pour les jets. La résolution ainsi que l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets sont ainsi meilleures dans la simulation que dans les données. En outre, même après avoir corrigé de leur échelle d'énergie respective, les données et la simulation peuvent présenter des différences résiduelles en terme d'échelle d'énergie. Ces trois aspects ne sont pas indépendants et doivent être corrigés de façon cohérente afin de pouvoir comparer les données et la simulation de la plus juste des façons.

Une méthode appelée *S.S.R.*<sup>7</sup> a été développée en ce sens en 2005 [126, 127, 128] et utilisait un lot de données restreint (environ 300 pb<sup>-1</sup>) ainsi que des corrections d'échelle d'énergie bien moins développées et précises que celles présentées dans la section précédente. Une refonte de cette méthode ainsi que des études complémentaires sont présentées dans cette section pour l'ensemble des données du *Run IIa*. La méthode n'ayant pas subi de modifications pour le *Run IIb*, seuls les résultats finaux seront présentés pour cette période.

### 4.2.1 Méthode générale

Afin de corriger les différences entre données et simulation, une variable testant la conservation de l'impulsion dans le plan transverse est mesurée dans des événements  $\gamma$ +jet et ( $Z \rightarrow e^+e^-$ )+jet, où exactement un photon (ou un Z) et un jet sont sélectionnés dos-à-dos dans le plan  $r - \phi$ . Cette observable, notée  $\Delta S$ , est donnée par la formule suivante :

$$\Delta S = \frac{p_T^{jet} - p_T^{\gamma/Z}}{p_T^{\gamma/Z}} \quad (4.8)$$

$\Delta S$  est calculée par intervalles de  $p_T^{\gamma/Z}$  et pour 4 régions angulaires :

- **CC** :  $|\eta_{det}^{jet}| < 0.8$
- **ICR** :  $0.8 < |\eta_{det}^{jet}| < 1.6$
- **EC** :  $1.6 < |\eta_{det}^{jet}| < 2.4$
- **VEC** :  $2.4 < |\eta_{det}^{jet}| < 3.2$

Quelques exemples de distributions sont montrés sur la figure 4.9. Deux régimes sont à distinguer. Pour des valeurs de  $p_T^{\gamma/Z}$  suffisamment élevées (environ 45 GeV pour les données, 30 GeV pour la simulation), les distributions de  $\Delta S$  sont relativement régulières et peuvent être ajustées par une fonction gaussienne. En deçà des valeurs citées précédemment, les distributions sont tronquées à cause du biais introduit par le seuil de reconstruction des jets (fixé à 6 GeV). Elles peuvent cependant être décrites par une gaussienne multipliée par une fonction "Erreur" modélisant l'inefficacité de reconstruction des jets de bas  $p_T$ . La résolution des jets étant meilleure dans la simulation, les distributions sont affectées par le biais dû au seuil de reconstruction sur une plage en  $p_T$  plus petite que pour les données.

L'extraction de tous les paramètres de ces ajustements permet d'obtenir des informations utiles. Ainsi :

- la valeur moyenne de la gaussienne donne accès à l'échelle d'énergie,
- sa largeur donne accès à la résolution des jets,
- les fonctions "Erreur" donnent accès à l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets.

<sup>7</sup>pour *Smearing, Shifting and Removing*.

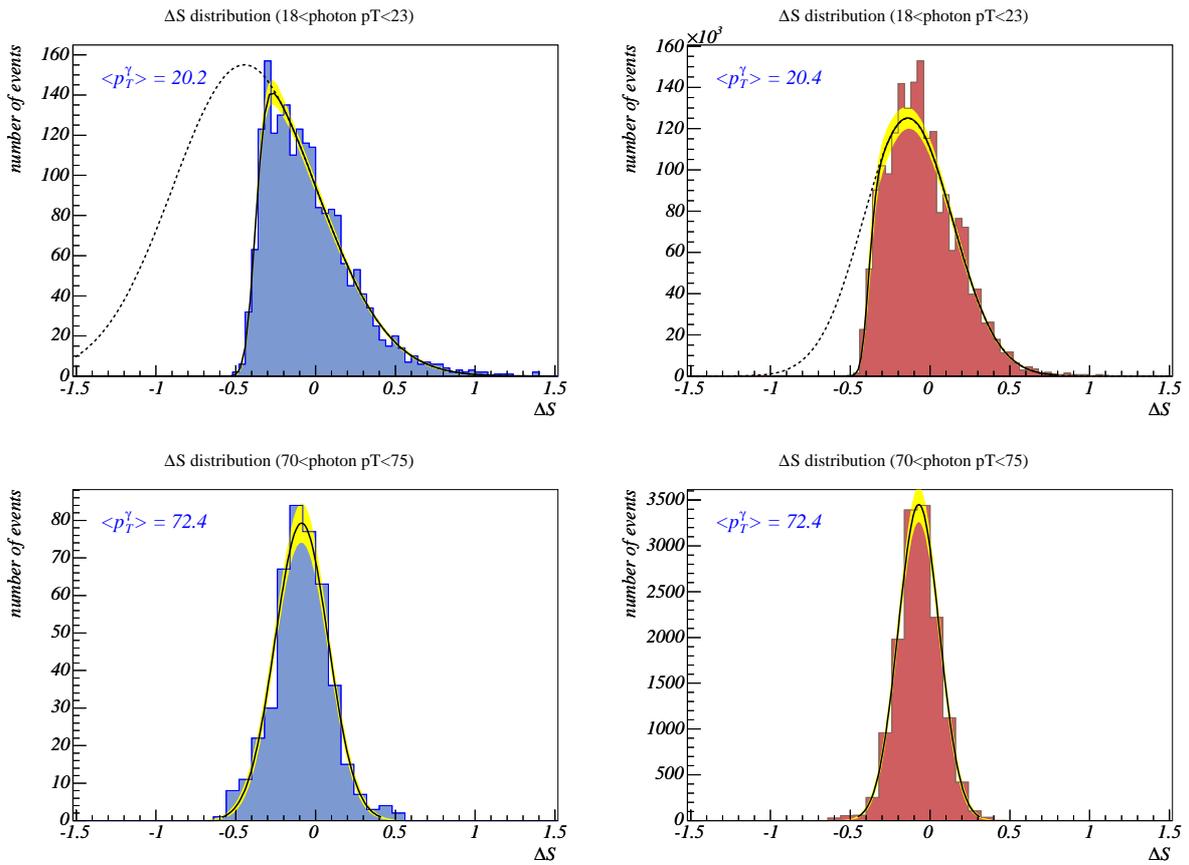


FIG. 4.9 – Distributions de  $\Delta S$  pour  $18 < p_T^\gamma < 23$  GeV ajustées par le produit d’une gaussienne et d’une fonction “Erreur” (en haut) et  $70 < p_T^\gamma < 75$  GeV ajustées par une gaussienne (en bas), pour les données réelles (à gauche) et pour les données simulées (à droite). Les lignes en pointillés sur les distributions du haut sont les extrapolations des gaussiennes.

Les différences observées entre données réelles et simulées pour les valeurs moyennes de gaussiennes permettent de définir un facteur de correction de l'échelle d'énergie des jets pour la simulation, dit de *Shifting* et aussi appelé "échelle relative d'énergie des jets". De la même manière, les différences données/simulations pour les largeurs de gaussiennes permettent de construire un facteur de correction dit de *Smearing*, qui servira à dégrader la résolution des jets simulés afin qu'elle corresponde à celle des données. Ces facteurs de correction seront dans un premier temps paramétrés en fonction de  $p_T^{\gamma/Z}$ . Enfin, les fonctions "Erreur" permettront de définir un seuil au-delà duquel l'efficacité d'identification et reconstruction des jets a atteint un plateau maximal. La procédure d'extraction de ces facteurs de correction sera détaillée par la suite.

## 4.2.2 Lots de données et sélection

### a) Lots de données

Les mêmes lots d'événements  $\gamma$ +jet décrits précédemment lors de la détermination de l'échelle absolue d'énergie des jets sont utilisés pour les besoins de cette étude. Les lots simulés  $\gamma$ +jet et EM-jet ont été combinés dans des proportions dictées par la pureté associée au critère d'identification des photons choisi (voir plus haut).

En outre, des lots ( $Z \rightarrow e^+e^-$ )+jet ont été employés. Pour les données, ils correspondent à des événements contenant au moins deux objets électromagnétiques de grande impulsion (12 GeV au moins). Pour la simulation, deux générateurs différents ont été utilisés :

- PYTHIA v6.323 : ce lot correspond au processus de production inclusif  $Z \rightarrow e^+e^-$ , les jets étant produits lors du processus de "gerbe partonique"<sup>8</sup> de PYTHIA.
- ALPGEN v2.05 : ce lot correspond aux processus  $Z \rightarrow e^+e^-+0, 1, 2$  et  $3 lp^9$ . Les trois premières multiplicités de jets cités sont exclusives, alors que la dernière est inclusive. La combinaison de tous ces processus se fait selon la méthode décrite dans la section 2.4.

### b) Sélection

Les événements  $\gamma$ +jet et  $Z$ +jet ayant la même topologie, une grande partie de la sélection est commune ; seule la partie concernant la sélection des objets électromagnétiques est spécifique à chacun des processus considérés. Le candidat photon est sélectionné suivant les critères d'identification *tight* décrits dans la section 3.2.4 b). Il doit être localisé dans la partie centrale du calorimètre ( $|\eta_{det}^\gamma| < 1$ ).

Les événements  $Z \rightarrow e^+e^-$  doivent contenir :

- au moins deux objets électromagnétiques, localisés soit dans la partie centrale du calorimètre ( $|\eta_{det}| < 1$ ), soit dans les bouchons ( $1.4 < |\eta_{det}| < 2.4$ ), avec au moins un dans la partie centrale. Ils doivent de plus être dans la partie fiduciaire du calorimètre.
- les deux objets doivent de plus satisfaire aux critères suivants (voir section b)) : **HMx7**  $< 12$  (**HMx8**  $< 20$  lorsque l'électron est à l'avant), **iso**  $< 0.15$  et **emf**  $> 0.9$ .
- au moins un des candidats électrons doit être associé spatialement à une trace ( $P_{spatial}(\chi^2) > 0.01$ ).
- la masse invariante construite à partir des deux candidats électrons doit être contenue dans un intervalle de  $\pm 15$  GeV autour de la masse du boson Z (91.2 GeV). En se plaçant ainsi au plus près de la résonance du Z, on s'assure que la contamination de ce lot par du fond QCD (où un jet serait faussement identifié comme un électron) est négligeable. La pureté du signal est l'un des avantages de travailler avec des événements  $Z \rightarrow e^+e^-$ . En

<sup>8</sup>*parton shower* en anglais.

<sup>9</sup>pour *light parton*. Voir section 2.4.

outre, l'échelle d'énergie électromagnétique ayant été calculée à l'aide de tels événements, aucune correction supplémentaire des candidats électrons n'est nécessaire. En revanche, ces avantages ont un prix : la statistique disponible dans les données est bien moindre que dans les événements  $\gamma$ +jet.

La partie commune aux deux analyses comprend les critères suivants :

- seules les données prises dans des bonnes conditions sont conservées (voir la section 3.3 pour plus de détails).
- le bon équilibre entre le photon (ou le Z) et le jet repose, en partie, sur une bonne reconstruction du vertex de l'interaction. Pour cette raison, seuls les événements ayant au moins un vertex primaire reconstruit sont retenus. Le nombre de traces associées au meilleur vertex doit être au moins supérieur ou égal à trois et sa distance au centre du détecteur doit être inférieure à 60 cm.
- exactement un bon jet doit être reconstruit. Les jets considérés ont une taille de cône  $\mathcal{R} = 0.5$ ,  $|\eta_{det}^{jet}| < 3.2$  et sont corrigés de l'échelle d'énergie des jets décrite précédemment. Les événements contenant un jet mauvais du point de vue de l'identification sont rejetés.
- la sélection finale exige que l'objet électromagnétique (photon ou Z) et le jet soient dos-à-dos dans le plan  $r - \phi$ . Ainsi, la différence d'angle azimuthal  $\Delta\phi$  doit être supérieure à 3 radians. Cette coupure est relâchée à 2.8 dans le lot  $Z \rightarrow e^+e^-$  afin de conserver une statistique suffisante.

### c) Traitement spécifique de la simulation

À la différence de la correction d'échelle d'énergie des jets, qui est une mesure absolue, l'analyse présentée ici ne s'intéresse qu'à des différences relatives entre données et simulation. Ainsi, avant de pouvoir comparer les jets dans les données et la simulation et d'y déceler des différences, il est nécessaire de s'assurer que l'objet électromagnétique (photon ou Z) qui lui fait face dans le plan  $r - \phi$  est lui-même sur un pied d'égalité dans les données réelles et simulées.

Les pertes d'énergie des électrons dans les matériaux avant le calorimètre ayant été déterminées à l'aide des mêmes lots d'événements  $Z \rightarrow e^+e^-$  simulés que ceux utilisés pour cette analyse, aucun ajustement supplémentaire n'est nécessaire. En revanche, comme il a été dit précédemment, puisque les photons interagissent moins avec la matière que les électrons, il n'y a pas de raison particulière que des corrections obtenues à l'aide d'électrons ramènent l'énergie des photons au niveau particule. En réalité, cela n'a que peu d'importance pour notre étude. Il est juste nécessaire que l'échelle d'énergie des photons soient la même dans les données et la simulation. Comme ce n'est pas le cas, une correction a donc été déterminée afin d'ajuster l'énergie mesurée des photons dans la simulation à celle mesurée dans les données. La figure 4.10 représente la différence d'échelle d'énergie des photons  $\left(\frac{E_{\gamma}^{mes} - E_{\gamma}^{particule}}{E_{\gamma}^{particule}}\right)$  entre la simulation standard du détecteur DØ et une simulation améliorée jouant ici le rôle des données. Cette simulation améliorée inclut plusieurs modifications à GEANT, dont une mise à jour des sections efficaces d'interaction des photons avec la matière et du *bremsstrahlung*<sup>10</sup>. En outre, 0.28  $X_0$  de matière supplémentaire ont été ajoutées devant le calorimètre, correspondant à la meilleure estimation mesurée dans les données. La courbe en pointillés de la figure 4.10 est la correction à appliquer à l'énergie mesurée du candidat photon dans la simulation (lot  $\gamma$ +jet pur ou EM-jet).

Il reste cependant une dernière retouche à effectuer pour l'analyse  $\gamma$ +jet. En effet, l'échelle d'énergie absolue des jets est supposée ramener au niveau particule l'énergie d'un jet reculant à un vrai photon. Or, les données, tout comme la simulation, sont contaminées par un bruit de

<sup>10</sup>Bien que reproduisant parfaitement les caractéristiques des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre, cette simulation améliorée n'est pas utilisée de manière standard dans DØ. Développée pour les besoins d'une mesure très précise de la masse du W, sa gourmandise en temps de calcul (30 à 50 fois plus que la simulation standard) la limite à des études ciblées.

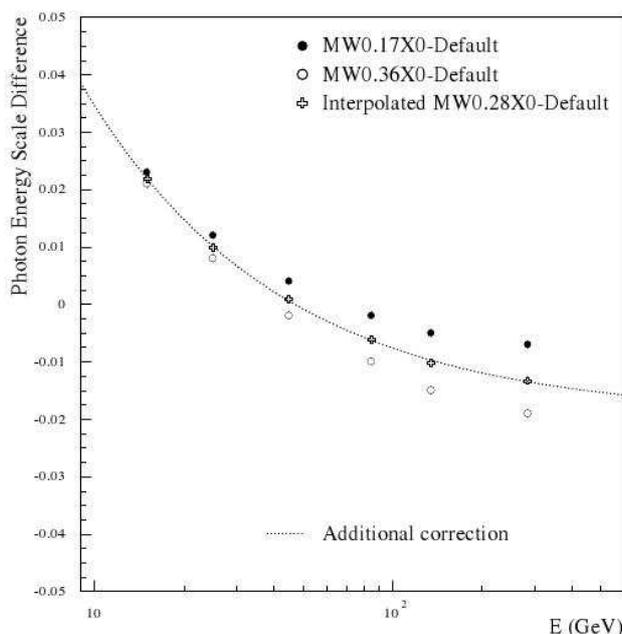


FIG. 4.10 – Différence d'échelle d'énergie des photons entre la simulation standard du détecteur DØ et plusieurs versions modifiées, ajoutant respectivement 0.17 (points noirs), 0.28 (croix) et 0.36 (points blancs)  $X_0$  supplémentaires devant le calorimètre. La ligne pointillée représente la correction à appliquer à l'énergie mesurée des photons.

fond dijet (EM-jet) dont la composition en saveur partonique est différente du lot  $\gamma$ +jet pur. Les jets de l'échantillon EM-jet ne sont donc sûrement pas corrigés au niveau particule. Mais ce mauvais étalonnage des jets n'a pas le même impact dans les données et la simulation, car la réponse du calorimètre aux jets est plus grande dans la simulation que dans les données. Une correction de cet effet a été déterminée à l'aide d'un lot de simulation spécial dans lequel la réponse aux pions a été ajustée à celle mesurée dans les données.

### 4.2.3 L'observable $\Delta S$

Attardons nous quelques instants sur l'observable  $\Delta S$  que nous allons intensivement utiliser pour tester les jets dans les données et la simulation. Une bonne compréhension de cette variable est nécessaire afin d'interpréter correctement les résultats que nous présenterons dans la suite.

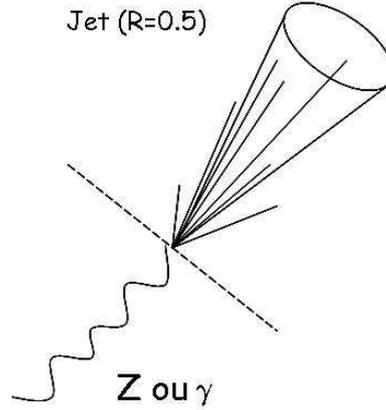
$\Delta S$  est une variable testant l'équilibre en impulsion transverse entre un jet (dont l'énergie a été corrigée au niveau particule) et un Z (ou un photon), l'impulsion de ce dernier représentant l'impulsion "vraie" du recul hadronique total (voir figure 4.11). Elle est ainsi sensible à l'énergie non-associée à des objets reconstruits<sup>11</sup>, résultant par exemple de jets de basse impulsion non-reconstruits.

De plus, même si les jets étaient parfaitement calibrés, on ne s'attendrait pas à obtenir une valeur nulle pour  $\Delta S$  (signifiant que l'égalité en  $p_T$  est parfaite) mais plutôt  $\Delta S < 0$ . En effet, les radiations de gluons à grand angle dans l'état final (*FSR*<sup>12</sup>) ou les particules créées durant la fragmentation des partons, peuvent échapper au cône du jet calorimétrique. Ces effets de "physique en dehors du cône" (*OOC*<sup>13</sup>) ne sont pas pris en compte, par construction, par les corrections d'échelle d'énergie des jets. La figure 4.12 montre la moyenne arithmétique de  $\Delta S$  (notée  $\langle \Delta S \rangle$  dans la suite) en fonction de  $p_T^{\gamma/Z}$  pour des événements  $\gamma$ +jet et Z+jet

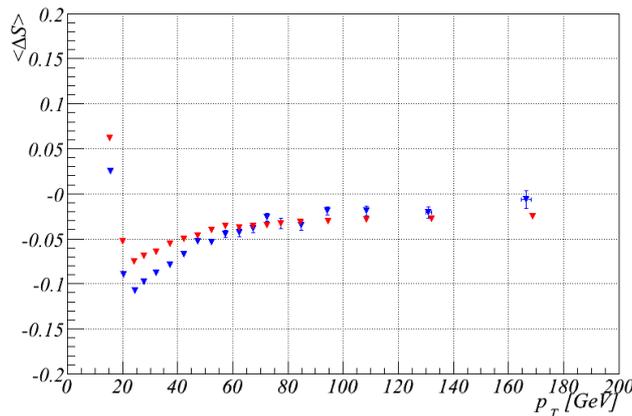
<sup>11</sup> aussi appelée *unclustered energy*.

<sup>12</sup> pour *Final State Radiation*.

<sup>13</sup> Pour *Out-Of-Cone* en anglais.


 FIG. 4.11 – Schéma de la variable  $\Delta S$  utilisée dans la méthode *S.S.R.*

sélectionnés au niveau particule (avant l'interaction avec le détecteur) dans la simulation.  $\Delta S$  est bien négatif comme notre intuition nous le laissait présager. Les effets d'*OOC* sont loin d'être négligeables : pour un  $p_T$  de 80 GeV, il y a un déficit de 3%.


 FIG. 4.12 – Distributions de  $\langle \Delta S \rangle$  pour des événements  $\gamma$ +jet (rouge) et  $Z$ +jet (bleu), sélectionnés dans la simulation au niveau particule.

Enfin, lorsque l'on compare les deux lots d'événements simulés  $Z \rightarrow e^+e^-$  que nous avons à notre disposition, de larges différences sont observées à grand  $p_T$  et au niveau reconstruit, comme le montre la figure 4.13 (à gauche). Ces différences sont également présentes au niveau particule, bien que moins marquées (voir figure 4.13, à droite). D'un point de vue qualitatif, ces désaccords peuvent se comprendre par la plus grande multiplicité de jets produites par ALPGEN, rendant plus difficile l'équilibre avec l'impulsion du  $Z$  (à cause des inefficacités de reconstruction de jets).

Ces résultats laissent à penser que  $\Delta S$  dépend du générateur utilisé. De manière plus générale, les comparaisons systématiques des distributions de  $\Delta S$  dans les événements  $\gamma$ +jet et  $Z$ +jet (MC) d'une part, et  $Z$ +jet généré avec PYTHIA et ALPGEN d'autre part, montrent qu'aucune échelle relative d'énergie des jets "universelle" ne peut être définie [129]. En conséquence, un processus spécifique ( $\gamma$  ou  $Z$  +jet) ainsi qu'un générateur spécifique (PYTHIA ou ALPGEN) doit être choisi. La méthode *S.S.R.* étant principalement utilisée dans des environnements pour lesquels les bruits de fond dominants sont les processus  $W/Z$ +jets modélisés par ALPGEN, il a été décidé d'utiliser les événements  $Z$ +jet comme processus de référence et ALPGEN comme générateur de référence.

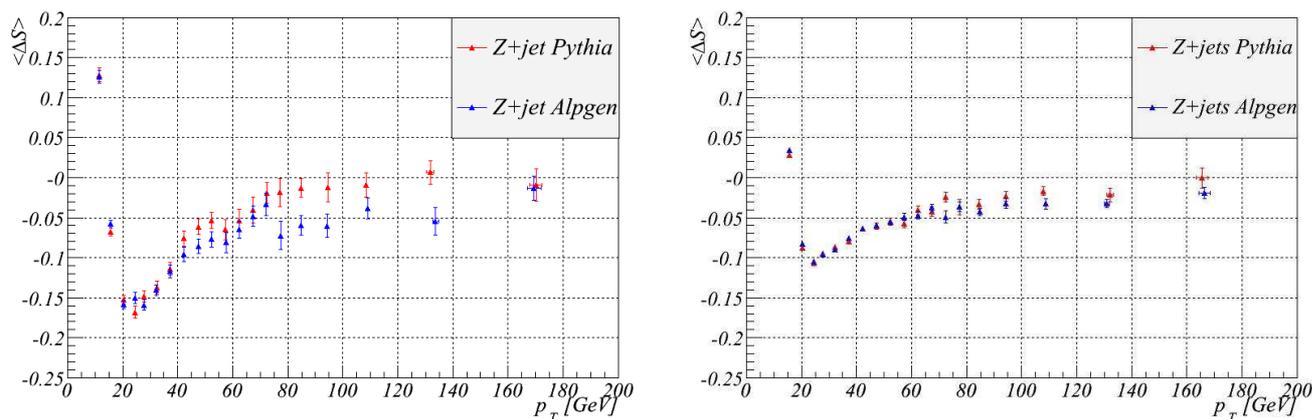


FIG. 4.13 – Distributions de  $\langle \Delta S \rangle$  pour des événements Z+jet générés avec PYTHIA (en rouge) et ALPGEN (en bleu), au niveau reconstruit (à gauche), et au niveau particule (à droite).

Cependant, comme il a été dit précédemment, la statistique disponible dans les données pour les événements  $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jet}$  est relativement faible et empêche d’estimer les paramètres de la méthode *S.S.R* sur l’ensemble de la couverture angulaire désirée ( $|\eta_{det}| < 3.2$ ). Les événements  $\gamma + \text{jet}$  ont donc été utilisés en complément.

#### 4.2.4 La méthode *S.S.R.* au *Run IIa*

##### a) Procédure

##### Détermination des fonctions “Erreur”

Les distributions de  $\Delta S$  ont été ajustées dans les données et la simulation par le produit d’une gaussienne et d’une fonction “Erreur” (lorsque cela était nécessaire), laissant libres cinq paramètres. Ici, et seulement ici, la contribution des événements EM-jet+jet n’a pas été incluse. En effet, un petit nombre d’événements générés sont retenus par la sélection, mais un grand poids leur est affecté, distortant ainsi les distributions à bas  $p_T$  et rendant par là les ajustements instables. Ces derniers ont été déterminés dans les quatre régions définies précédemment (CC, ICR, EC, VEC). Les fonctions “Erreur” ainsi obtenues étant relativement proches dans les différents intervalles en  $p_T^{\text{jet}}$  considérés, à la fois dans les données et la simulation, (voir figure 4.14, en haut), il a été décidé de les moyenner dans chacune des quatre régions considérées (voir figure 4.14, en bas). Comme on peut le voir, le plateau maximal de l’efficacité d’identification et de reconstruction des jets est atteint à 15 GeV, qui définit alors la valeur du seuil de réjection des jets (le “R” de *S.S.R.*).

La même procédure a été appliquée aux événements Z+jet, mais dans deux régions uniquement à cause du manque de statistique : CC et NC<sup>14</sup>, nouvelle région combinant ICR, EC et VEC. Les résultats sont montrés sur la figure 4.15, superposés à ceux obtenus de la même façon avec les événements  $\gamma + \text{jet}$ . La figure 4.16 représente la comparaison de la distribution en pseudo-rapidité des jets pour les deux processus considérés. Dans chaque région en  $\eta_{det}^{\text{jet}}$  considérée dans cette analyse, leurs formes respectives sont suffisamment semblables pour que la comparaison ait du sens. Comme on pouvait s’y attendre, les deux jeux de paramètres sont similaires. Dans la suite, ceux obtenus dans les quatre régions en  $\eta_{det}$  avec les événements  $\gamma + \text{jet}$  seront utilisés indifféremment pour les deux processus.

<sup>14</sup>pour “Non-Central”.

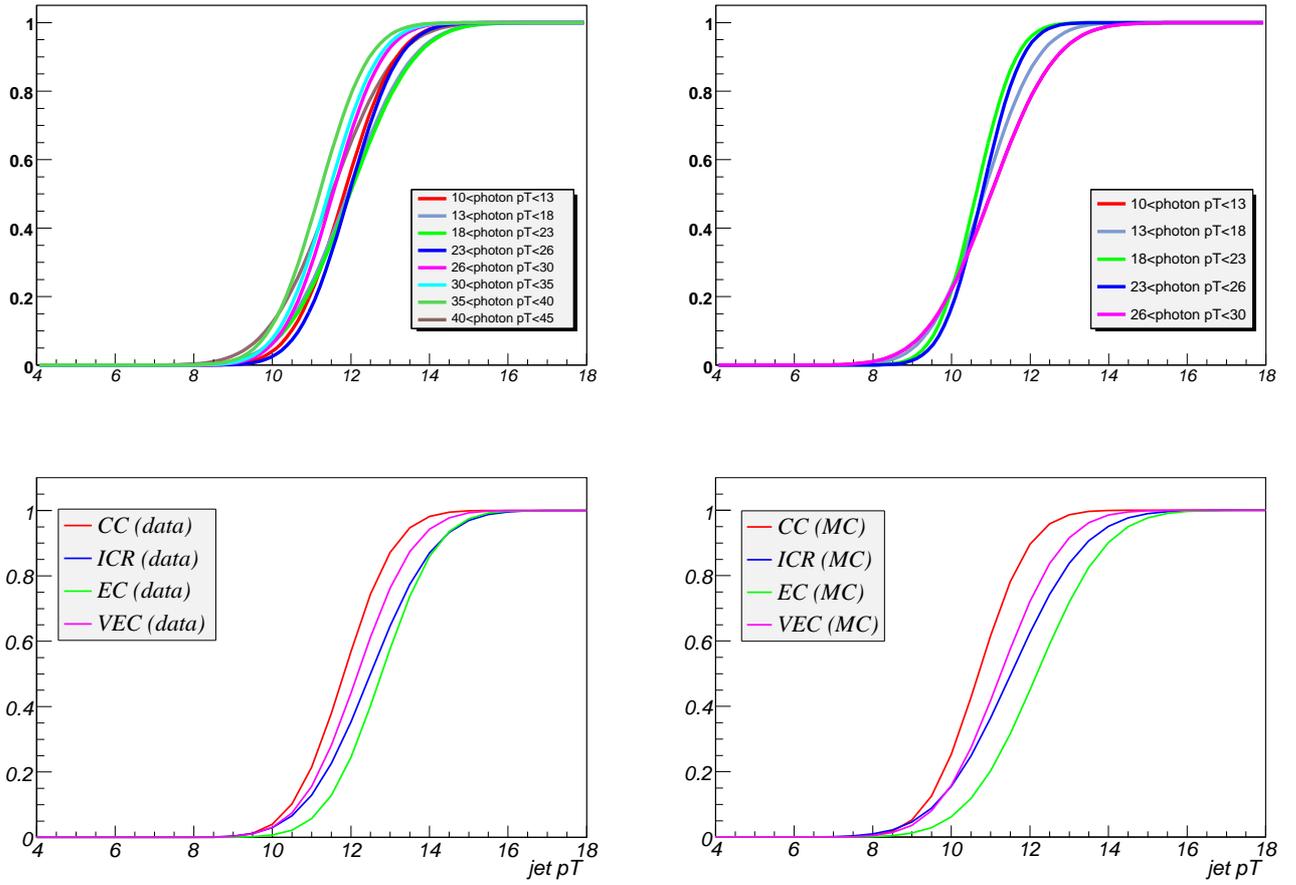


FIG. 4.14 – Fonctions “Erreur” ajustées (en haut) en fonction de  $p_T^{jet}$  pour divers intervalles en  $p_T^\gamma$  dans les événements  $\gamma$ +jet pour les données (à gauche) et la simulation (à droite), et combinant toutes les régions angulaires. Fonctions “Erreur” moyennes (en bas) pour quatre régions angulaires, pour les données (à gauche), et la simulation (à droite).

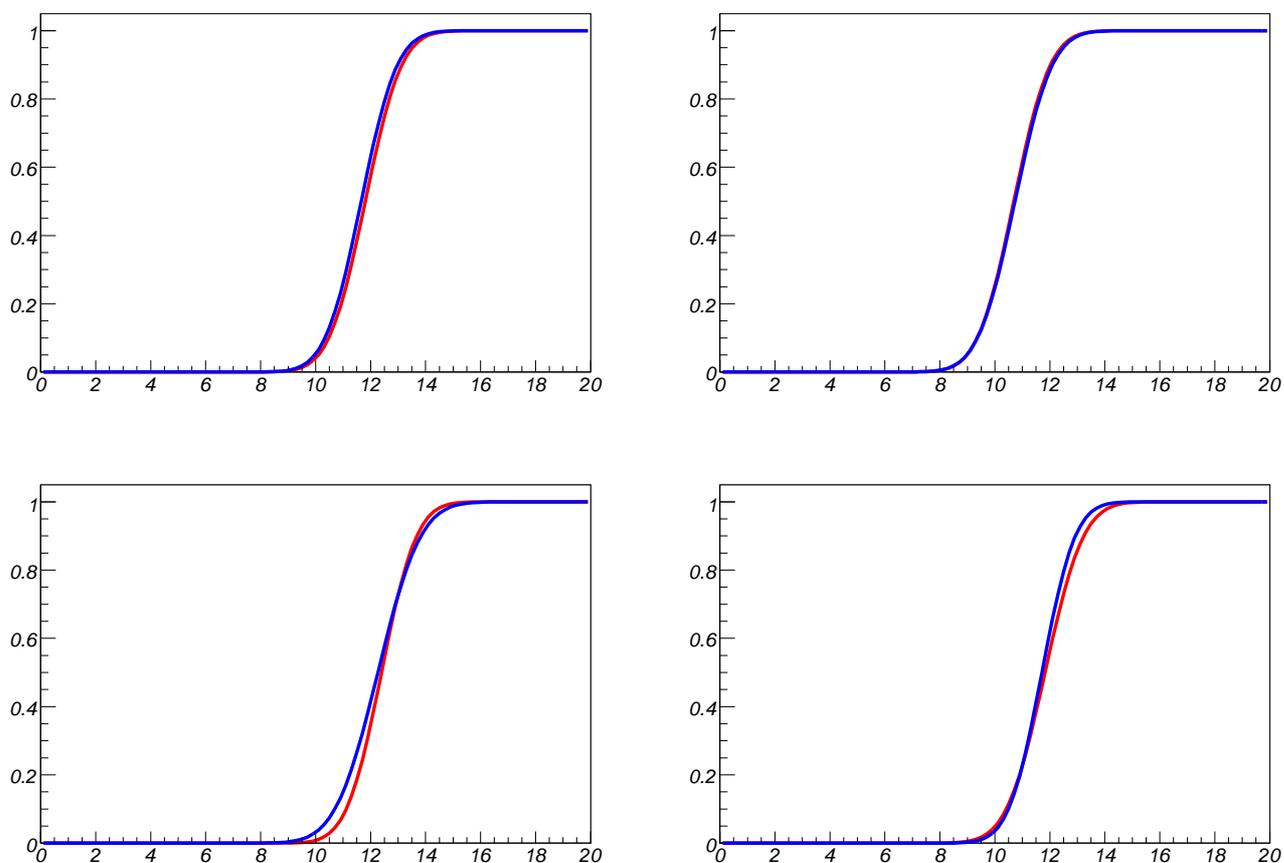


FIG. 4.15 – Fonctions “Erreur” ajustées en fonction de  $p_T^{jet}$  dans les événements  $\gamma$ +jet (en rouge) et Z+jet (en bleu), pour les données (à gauche) et la simulation (à droite), dans la région CC (en haut) et NC (en bas).

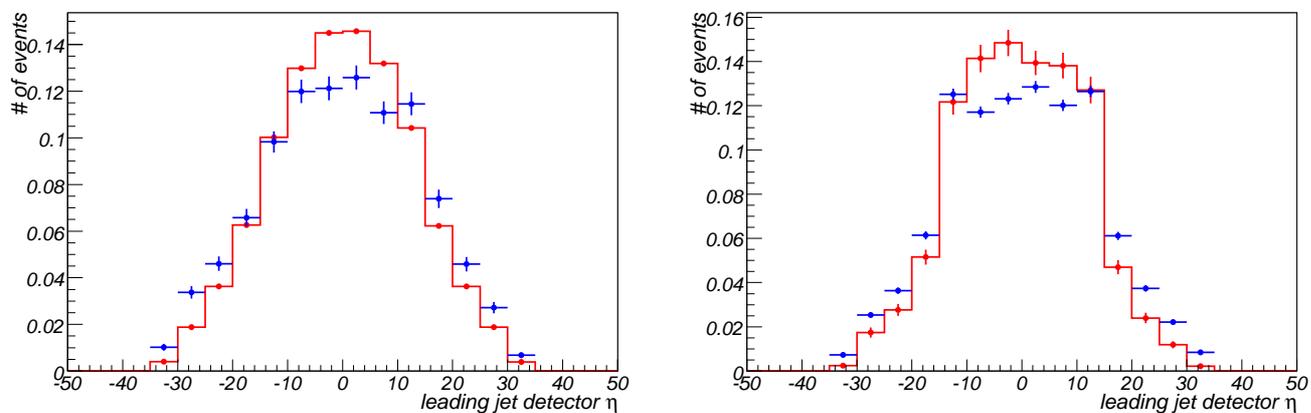


FIG. 4.16 – Distributions de  $\eta_{det}$  du jet pour des événements  $\gamma$ +jet (en rouge) et Z+jet (en bleu), pour les données (à gauche) et la simulation (à droite).

### Extraction des moyennes et largeurs de gaussienne

Les paramètres des fonctions “Erreur” mesurés précédemment sont maintenant fixés. Il ne reste plus que deux paramètres à déterminer pour chacune des distributions  $\Delta S$  : la moyenne  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  et la largeur de gaussienne  $\sigma_{gauss}$ , qui peuvent être calculées à partir de la moyenne arithmétique  $\langle \Delta S \rangle$  et de l'écart-type ( $RMS^{15}$  dans la suite) de la distribution de  $\Delta S$ .

En pratique, on calcule, pour chaque distribution  $\Delta S$ , les intégrales suivantes par intégration numérique :

$$\langle \Delta S \rangle = N \int_{-\infty}^{k_G} d\Delta S \times \Delta S \times \left[ 1 + Erf \left( \frac{\Delta S - \alpha}{\beta\sqrt{2}} \right) \right] \times e^{-\frac{(\Delta S - \langle \Delta S \rangle_{gauss})^2}{2\sigma_{gauss}^2}} \quad (4.9)$$

$$\langle \Delta S^2 \rangle = N \int_{-\infty}^{k_G} d\Delta S \times \Delta S^2 \times \left[ 1 + Erf \left( \frac{\Delta S - \alpha}{\beta\sqrt{2}} \right) \right] \times e^{-\frac{(\Delta S - \langle \Delta S \rangle_{gauss})^2}{2\sigma_{gauss}^2}} \quad (4.10)$$

où :

- N est un facteur de normalisation,
- Erf est la fonction “Erreur” dont les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  ont été déterminés dans la section précédente.
- $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  et  $\sigma_{gauss}$  sont les moyennes et largeurs de gaussiennes que l'on cherche.
- $k_G$  est un seuil d'intégration qui sera explicité plus bas.
- le RMS est défini comme  $\sqrt{\langle \Delta S^2 \rangle - \langle \Delta S \rangle^2}$ .

Connaissant la moyenne arithmétique et le RMS de la distribution  $\Delta S$ , ainsi que la fonction “Erreur” associée, il est possible de déterminer, par itérations successives, les valeurs de  $\Delta S_{gauss}$  et  $\sigma_{gauss}$ . Pour minimiser l'effet d'éventuelles queues non-gaussiennes dans les distributions  $\Delta S$ , celles-ci sont tronquées jusqu'à une coupure nommée  $k_G$ . Les intégrations, moyennes arithmétiques et RMS sont ainsi calculées jusqu'à  $k_G$ . Une valeur de  $k_G$  égale à  $2.8 \times RMS$  a été choisie car les résultats obtenus avec des valeurs plus petites étaient similaires et stables, bien qu'ayant des incertitudes statistiques plus grandes. En revanche, les résultats obtenus avec des valeurs plus grandes divergeaient clairement. La figure 4.17 montre un exemple d'échelle relative d'énergie des jets obtenue de cette manière avec les événements  $Z+\text{jet}$ , et pour la région CC.

Les erreurs statistiques sur les moyennes et largeurs gaussiennes ont été obtenues suivant la méthode ci-après. Chaque calcul de  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  et de  $\sigma_{gauss}$  a été répété un grand nombre de fois, le contenu des compartiments (*bin* en anglais) de chaque distribution  $\Delta S$  étant autorisé à fluctuer suivant une loi de Poisson. Un intervalle de 68% contenant la valeur nominale du paramètre gaussien considéré a ensuite été déterminé en enlevant 16% des résultats les plus grands et 16% des résultats les plus petits. La figure 4.18 montre un exemple de cette procédure pour des distributions de  $\Delta S$  obtenues avec les lots  $Z \rightarrow e^+e^-+\text{jet}$ , pour les données et la simulation.

### Facteur de dégradation de la résolution et échelle d'énergie relative des jets

Une fois les valeurs de  $\sigma_{gauss}$  calculées pour différentes valeurs de  $p_T^{\gamma/Z}$ , les résolutions sont ajustées dans chaque région considérée par la combinaison standard de termes constant, de bruit et d'échantillonnage<sup>16</sup>. Ces ajustements sont effectués pour  $p_T^{\gamma/Z} > 10$  GeV. La différence quadratique des paramétrisations obtenues dans les données ( $\sigma_{gauss,data}$ ) et la simulation ( $\sigma_{gauss,MC}$ ) définit le facteur de dégradation  $\sigma_{smear}$  :

<sup>15</sup> *Root Mean Square* en anglais.

<sup>16</sup>  $\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{N}{E}\right)^2 + \frac{S^2}{E} + C$

$$\sigma_{smear} = \sqrt{\sigma_{gauss,data}^2 - \sigma_{gauss,MC}^2} \quad (4.11)$$

Les moyennes de gaussiennes ont été ensuite calculées une nouvelle fois, mais après avoir fixé les résolutions à l'aide des paramétrisations déterminées précédemment. Ces moyennes de gaussiennes ont été paramétrées en fonction de  $p_T^{\gamma/Z}$  au moyen d'une somme de deux exponentielles à laquelle est ajoutée une constante. Ces ajustements "ad-hoc" ont été également effectués pour  $p_T^{\gamma/Z} > 10$  GeV. La différence des paramétrisations obtenues dans les données ( $\langle \Delta S \rangle_{gauss,data}$ ) et la simulation ( $\langle \Delta S \rangle_{gauss,MC}$ ) définit l'échelle d'énergie relatives des jets (rJES) :

$$rJES = \Delta \langle \Delta S \rangle = \langle \Delta S \rangle_{gauss,data} - \langle \Delta S \rangle_{gauss,MC} \quad (4.12)$$

Pour chacune des paramétrisations de  $\sigma_{gauss}$  et de  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$ , l'incertitude statistique associée à l'ajustement a été augmentée d'un facteur  $\sqrt{\chi^2/ND}$  (si  $\chi^2/ND > 1$ ) pour tenir compte de la qualité de l'ajustement [16], ND représentant le nombre de degrés de liberté. Ces incertitudes ont été propagées à  $\sigma_{smear}$  et à rJES.

**Résultats pour les jets centraux** La procédure décrite ci-dessus a été appliquée aux événements Z+jet dans lesquels le jet est localisé dans la région CC.

Les résolutions de jets mesurées dans les données et la simulation sont représentées sur la figure 4.19 en fonction de  $p_T^Z$ , ainsi que le facteur de dégradation au carré correspondant sur la figure 4.20.

Les moyennes de gaussiennes obtenues dans les données et la simulation sont représentées sur la figure 4.21 en fonction de  $p_T^Z$ , ainsi que l'échelle relative d'énergie des jets correspondante sur la figure 4.22.

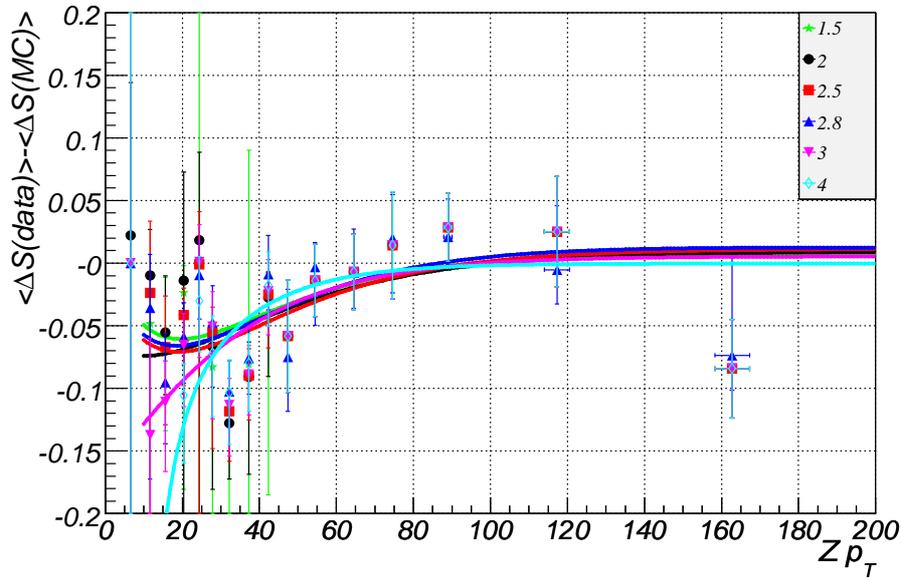


FIG. 4.17 – Echelle relative d'énergie des jets dans la région CC, obtenue avec des événements Z+jet pour différentes valeurs de la coupure  $k_G$ , en unité de RMS.

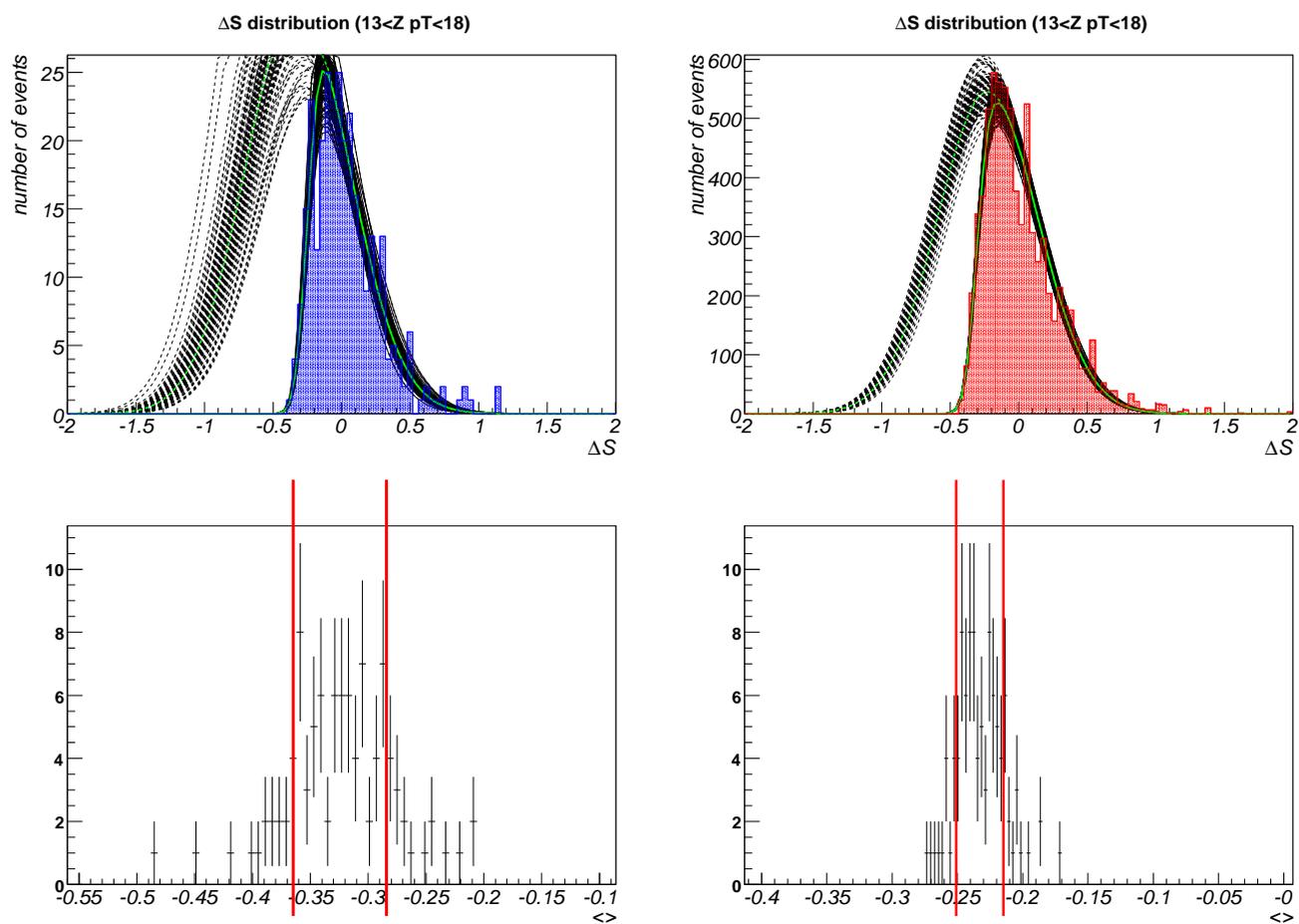


FIG. 4.18 – Exemples de distributions de  $\Delta S$  (en haut) dans des événements  $Z$ +jet pour les données (à gauche) et la simulation (à droite). Le résultat de l’ajustement nominal par une gaussienne multipliée par une fonction “Erreur” est montré en vert, de même que des courbes similaires obtenues après avoir fait fluctuer le contenu des compartiments (*bins*). Les distributions des valeurs moyennes de gaussiennes sont montrées en dessous, avec les bornes de l’intervalle de confiance à 68% (en rouge).

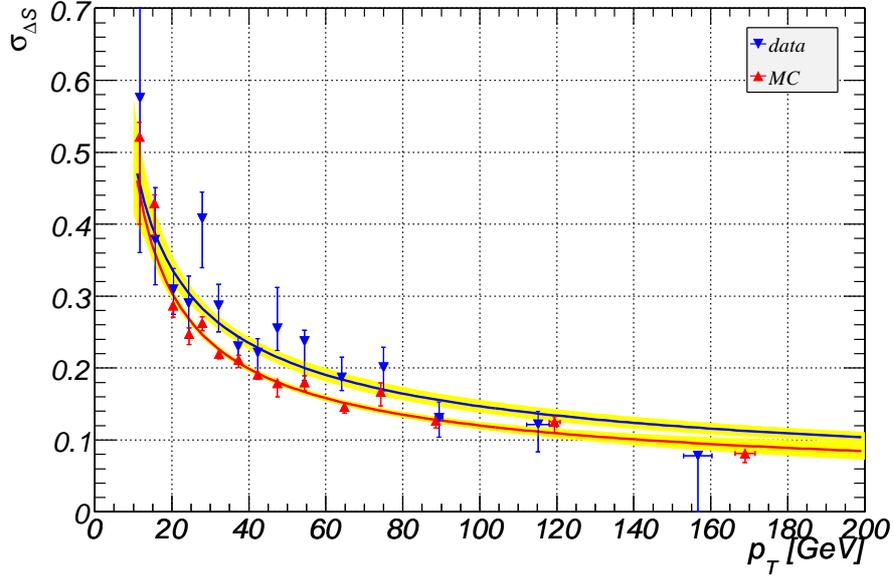


FIG. 4.19 – Résolution sur l'énergie transverse des jets ( $\sigma_{\Delta S}$ )<sub>Gauss</sub> dans les événements Z+jet, en fonction de  $p_T^Z$ , pour la région CC, dans les données (en bleu) et la simulation (en rouge). Des paramétrisations sont superposées, la bande jaune représentant l'erreur statistique.

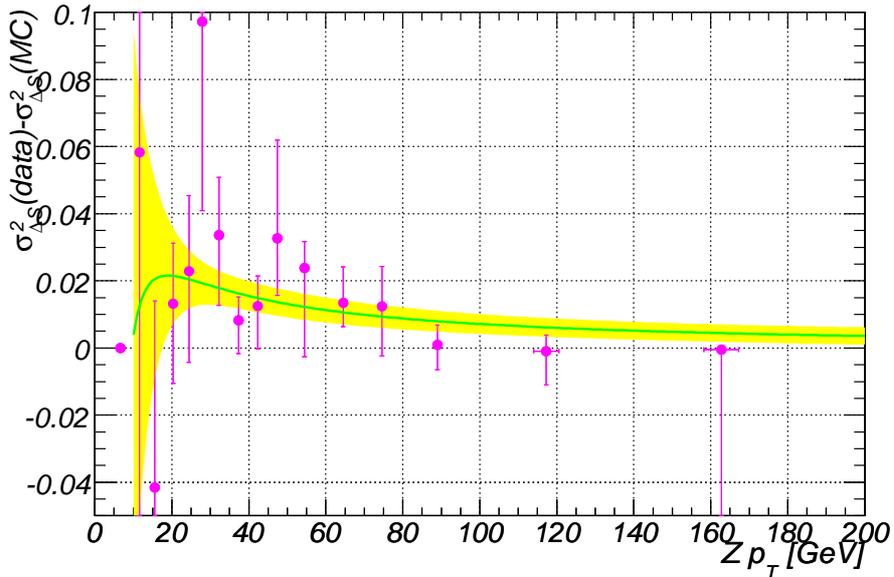


FIG. 4.20 – Carré des facteurs de dégradation en fonction de  $p_T^Z$  pour des jets centraux (CC). La paramétrisation superposée est la différence entre les carrés des paramétrisations de la figure 4.19, la bande jaune représentant l'erreur statistique.

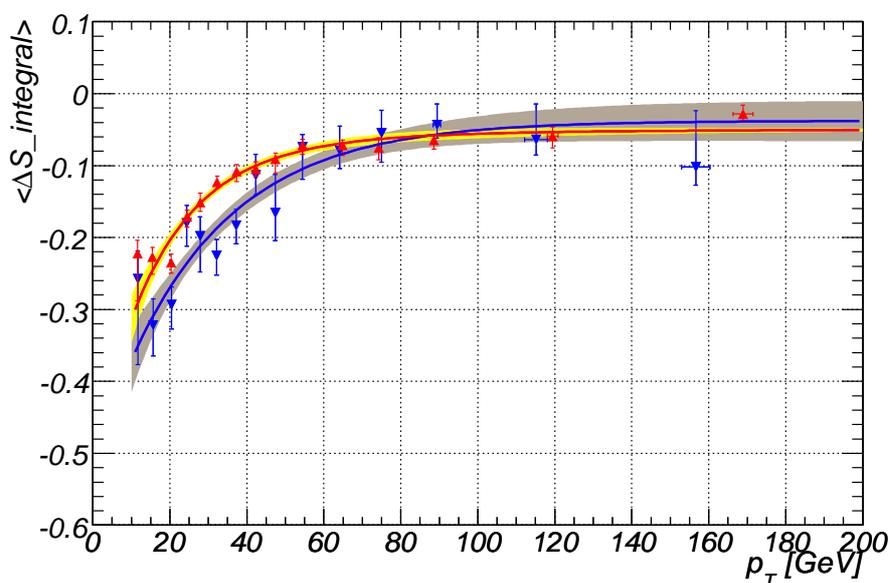


FIG. 4.21 –  $\langle \Delta S \rangle_{\text{Gauss}}$  en fonction de  $p_T^Z$  dans les événements Z+jet, pour la région CC, dans les données (en bleu) et la simulation (en rouge). Des paramétrisations sont superposées, les bandes colorées représentant l'erreur statistique.

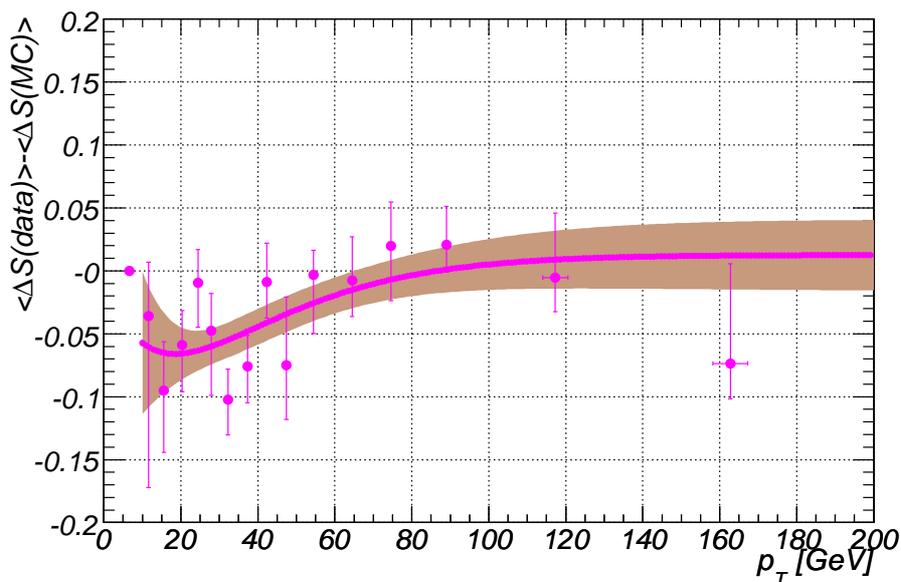


FIG. 4.22 – Echelle relative d'énergie des jets en fonction de  $p_T^Z$  pour des jets centraux (CC). La paramétrisation superposée est la différence entre les paramétrisations des figures 4.21, la bande colorée représentant l'incertitude statistique.

**b) Extrapolation aux régions non-centrales**

Malheureusement, comme il a été dit précédemment, les événements Z+jet ne suffisent pas pour déterminer les paramètres de la méthode *S.S.R.* avec une bonne précision sur l'ensemble de la couverture angulaire souhaitée. Une procédure indirecte a donc été adoptée afin de tirer profit de la plus grande statistique disponible dans le lot  $\gamma$ +jet. Pour une région non-centrale donnée,  $\sigma_{smear}^2$  et rJES sont déterminées à l'aide des événements  $\gamma$ +jet. La différence entre ces facteurs et ceux obtenus pour la région CC, toujours avec les  $\gamma$ +jet, est ajoutée aux résultats obtenus dans la région CC avec les Z+jet. Cette procédure peut être résumée par les équations suivantes :

$$\sigma_{smear}^2(non - CC) = \sigma_{smear}^2(CC, Z) + [\sigma_{smear}^2(non - CC, \gamma) - \sigma_{smear}^2(CC, \gamma)] \quad (4.13)$$

$$rJES(non - CC) = rJES(CC, Z) + [rJES(non - CC, \gamma) - rJES(CC, \gamma)] \quad (4.14)$$

Cette prescription est basée sur l'hypothèse que les différences relatives entre les régions CC et NC sont les mêmes pour les événements  $\gamma$ +jet et Z+jet.

La validité de celle-ci a été vérifiée en comparant les résultats obtenus avec les  $\gamma$ +jet et les Z+jet pour les régions CC et NC uniquement, pour lesquelles la statistique est encore raisonnable pour les Z+jet. Les moyennes et les largeurs gaussiennes pour les régions CC et NC obtenues avec les événements  $\gamma$ +jet sont montrées sur la figure 4.23, à la fois pour les données et la simulation. Les courbes équivalentes pour les Z+jet sont représentées sur les figures 4.21, 4.19 et 4.24. Les facteurs  $\sigma_{smear}^2$  et rJES correspondants sont montrés sur les figures 4.20, 4.25, 4.22 et 4.26.

La différence  $rJES(non - CC) - rJES(CC)$  (resp.  $\sigma_{smear}^2(non - CC) - \sigma_{smear}^2(CC)$ ) est montrée sur la figure 4.27, à gauche (resp. à droite) pour les événements  $\gamma$ +jet et Z+jet, ainsi que la différence des différences entre  $\gamma$ +jet et Z+jet sur la même figure (en bas). Aucune déviation significative par rapport à 0 n'est observée, au vue de la statistique limitée, sur ces dernières courbes. Un ajustement par une constante donne  $0.003 \pm 0.006$  et  $0.002 \pm 0.015$  pour  $\sigma_{smear}^2$  et rJES, respectivement. Ces incertitudes sont incorporées aux erreurs totales sur les échelles relatives d'énergie des jets et les facteurs de dégradation obtenues dans les régions ICR, EC et VEC.

Les largeurs et moyennes de gaussiennes obtenues avec les événements  $\gamma$ +jet dans les régions non-centrales (ICR, EC et VEC) sont montrées pour les données et la simulation sur les figures 4.28 et 4.29, respectivement, ainsi que les facteurs  $\sigma_{smear}^2$  et rJES correspondants. Les différences entre ces paramétrisations et celles obtenues dans la région CC (figure 4.25, en haut) sont montrées sur la figure 4.30. Enfin, ces différences ont été ajoutées aux résultats obtenus à partir des événements Z+jet dans la région CC (figures 4.20 et 4.22), pour obtenir les échelles relative d'énergie des jets ainsi que les facteurs de dégradation finaux dans les régions non-centrales (voir figure 4.31).

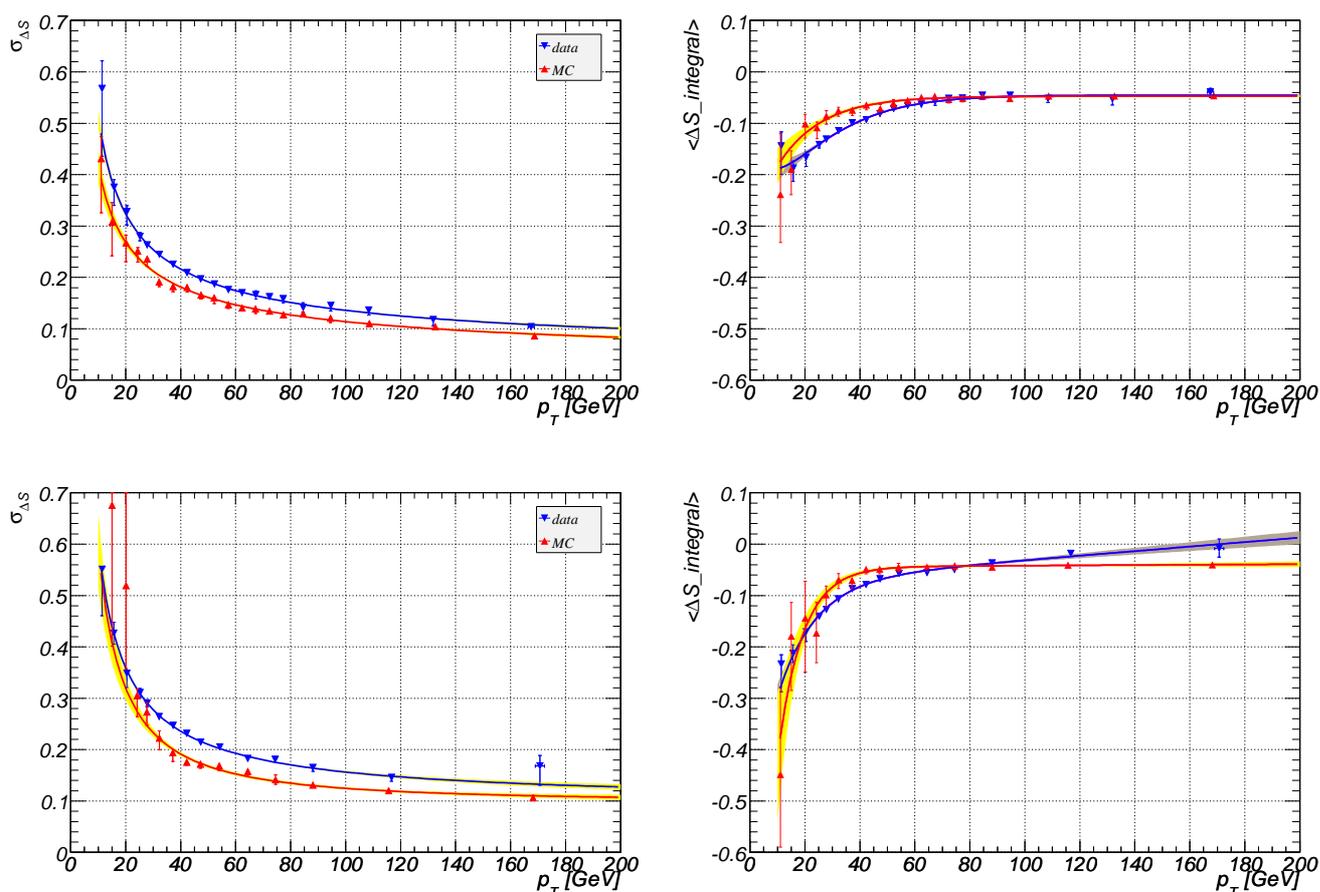


FIG. 4.23 – Résolution sur l'énergie transverse des jets  $(\sigma_{\Delta S})_{\text{Gauss}}$  (à gauche) et  $\langle \Delta S \rangle_{\text{Gauss}}$  (à droite), en fonction de  $p_T^\gamma$  pour des événements  $\gamma$ +jet, dans la région CC (en haut) et NC (en bas), pour les données (en bleu) et la simulation (à droite). Des paramétrisations sont superposées, les bandes colorées représentant l'erreur statistique.

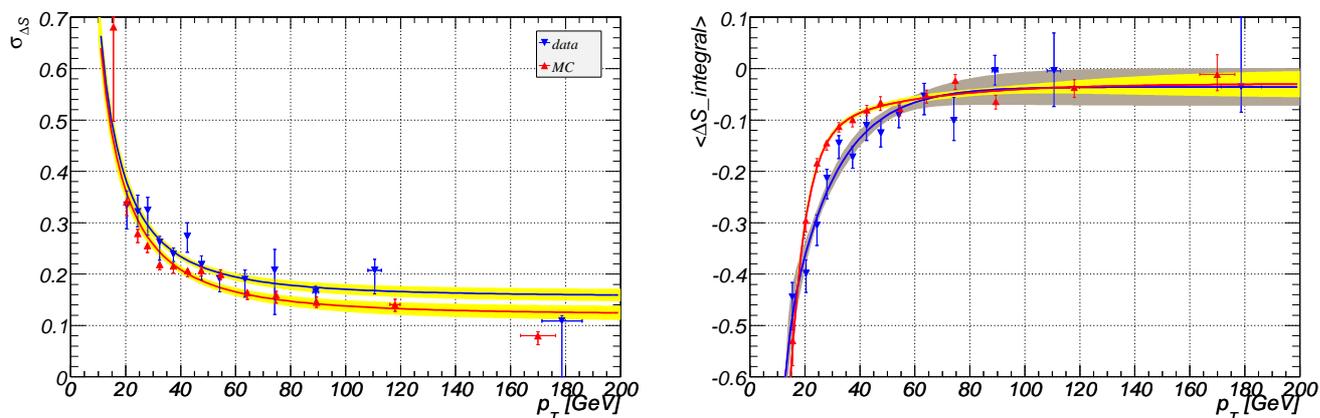


FIG. 4.24 – Résolution sur l'énergie transverse des jets  $(\sigma_{\Delta S})_{\text{Gauss}}$  (à gauche) et  $\langle \Delta S \rangle_{\text{Gauss}}$  (à droite) dans les événements Z+jet, pour la région NC, dans les données (en bleu) et la simulation (en rouge). Des paramétrisations sont superposées, les bandes colorées représentant l'erreur statistique.

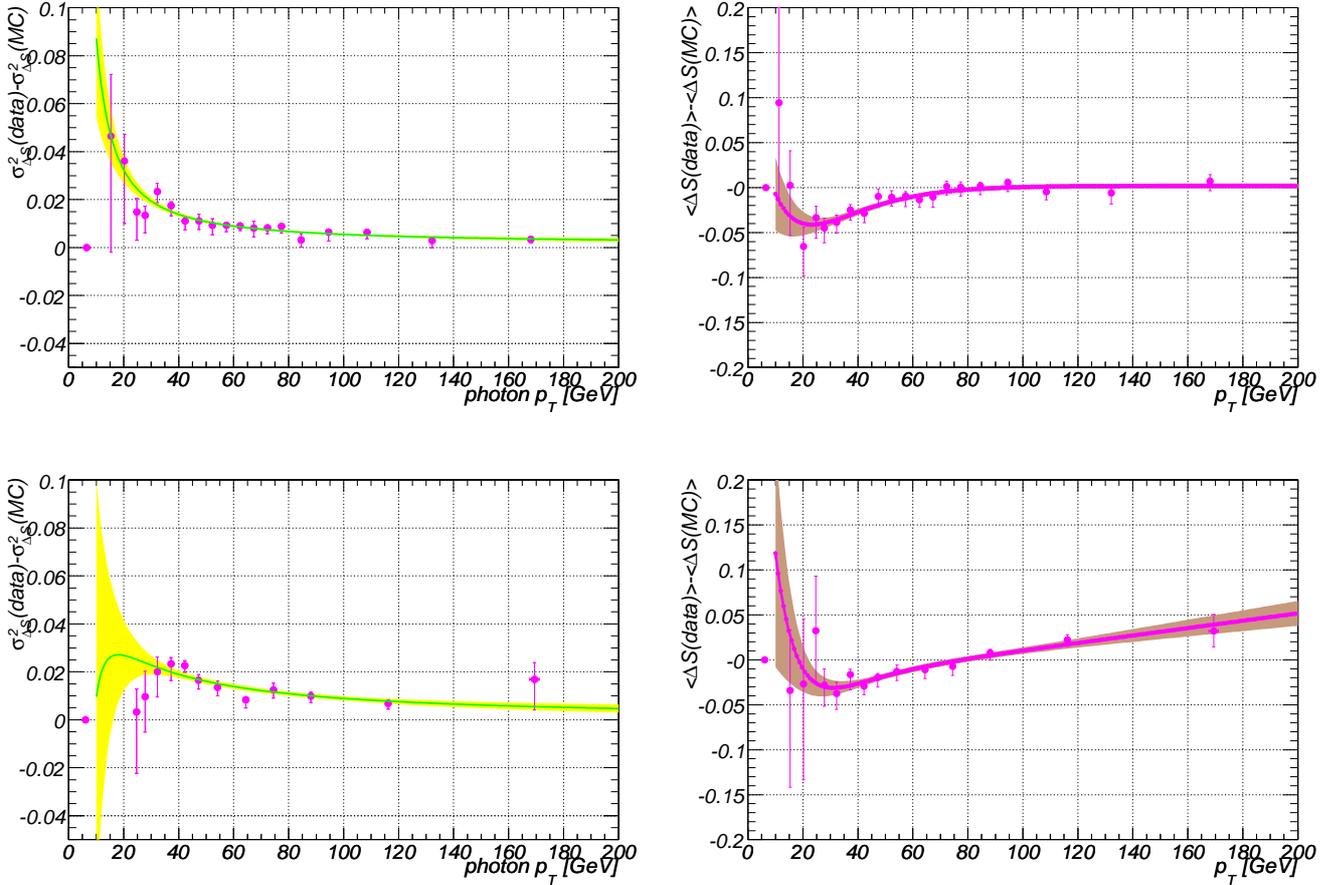


FIG. 4.25 – Facteur de dégradation au carré (à gauche) et échelle relative d'énergie des jets (à droite), en fonction de  $p_T^\gamma$ , pour les régions CC (en haut) et NC (en bas). Les paramétrisations superposées sont déduites des paramétrisations de la figure 4.23, les bandes colorées représentant l'incertitude statistique.

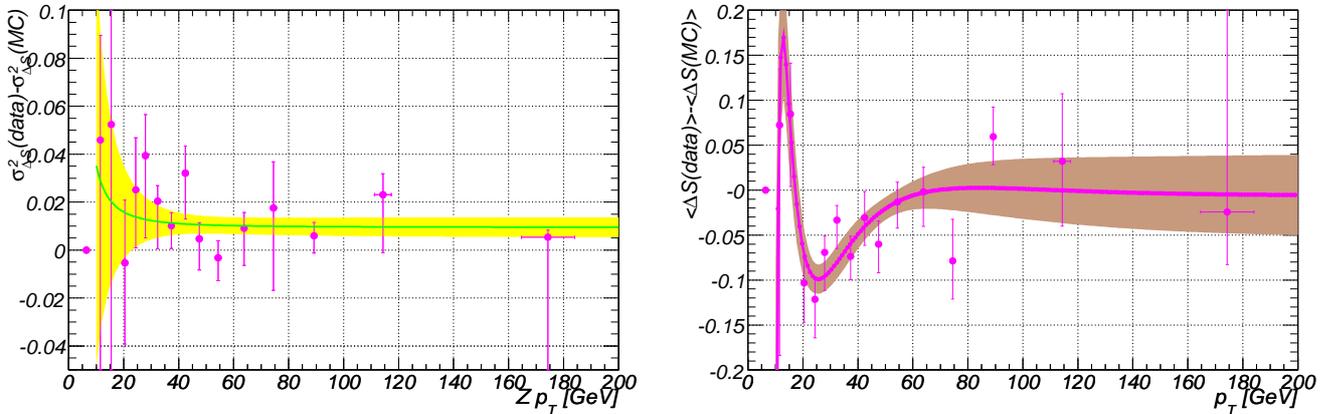


FIG. 4.26 – Facteur de dégradation au carré (à gauche) et échelle relative d'énergie des jets (à droite), en fonction de  $p_T^Z$ , pour la région NC. Les paramétrisations superposées sont déduites des paramétrisations de la figure 4.24, les bandes colorées représentant l'incertitude statistique.

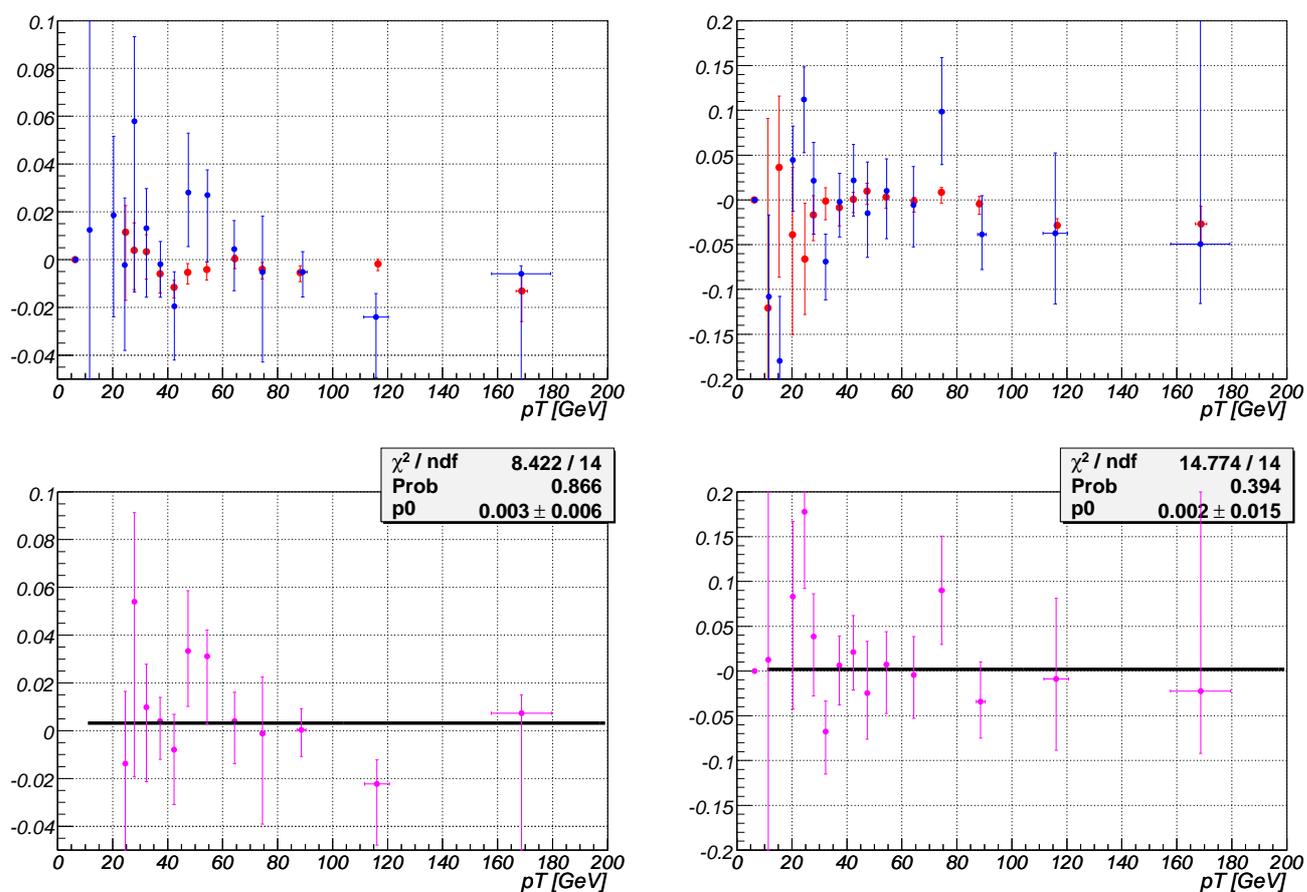


FIG. 4.27 – Différences (en haut) entre les facteurs de dégradation au carré des régions CC et NC (à gauche) et entre les échelles d'énergie des jets dans ces mêmes régions (à droite), avec les événements  $\gamma$ +jet (en rouge) et Z+jet (en bleu). Les différences de ces différences sont montrées sur les figures du bas.

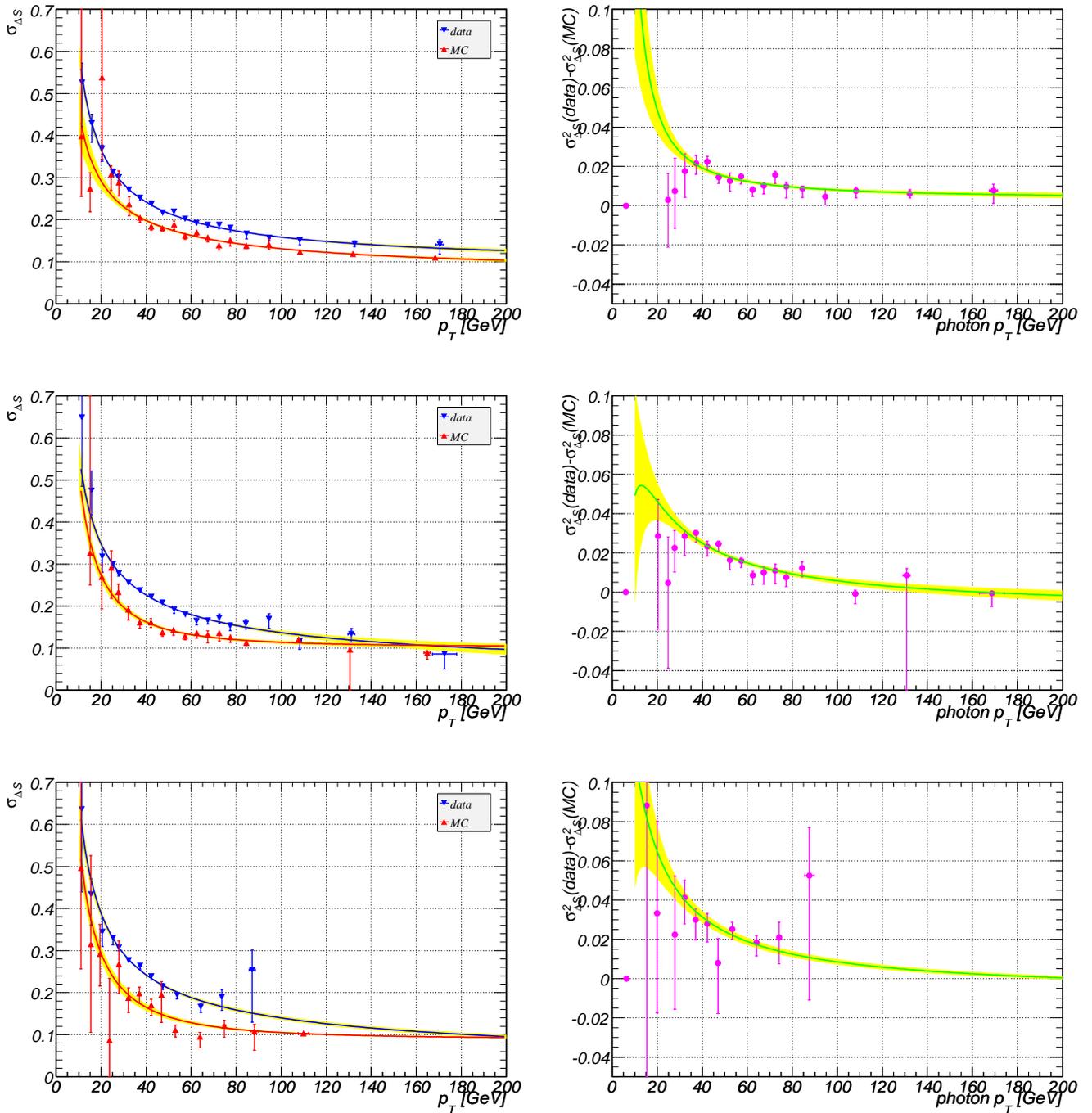


FIG. 4.28 – Résolutions sur l'énergie transverse des jets ( $\sigma_{\Delta S}$ )<sub>Gauss</sub> en fonction de  $p_T^\gamma$  (à gauche), pour la région ICR (en haut), EC (au milieu) et VEC (en bas), pour les données (en bleu) et la simulation (en rouge), avec des événements  $\gamma$ +jet. Des paramétrisations sont superposées, les bandes colorées représentant l'incertitude statistique. Les facteurs de dégradation au carré correspondants sont montrés à droite. Les paramétrisations superposées sont les différences entre les carrés des paramétrisations du côté gauche, les bandes colorées représentant l'incertitude statistique.

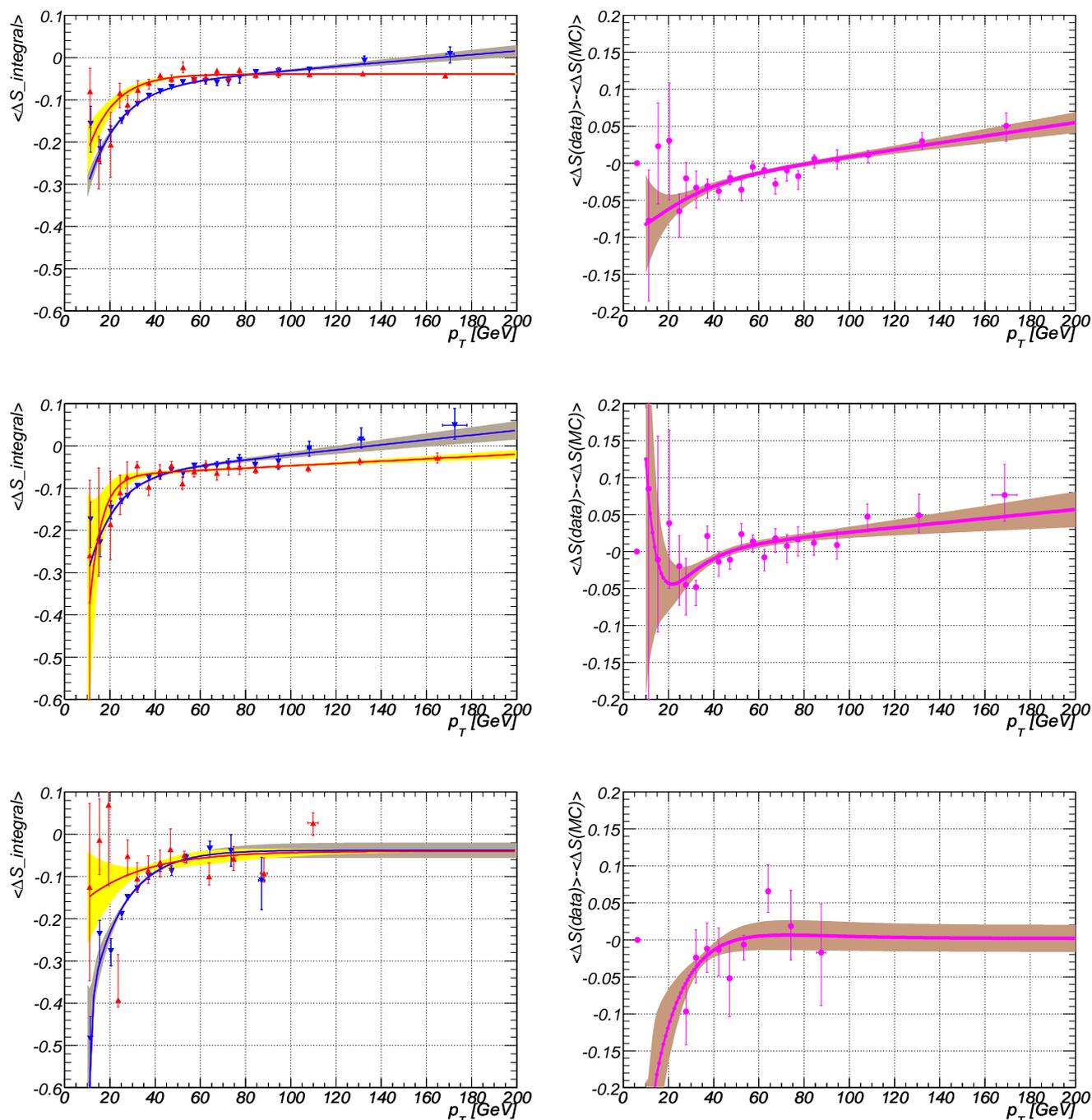


FIG. 4.29 –  $\langle \Delta S \rangle_{\text{Gauss}}$  en fonction de  $p_T^\gamma$  (à gauche), pour la région ICR (en haut), EC (au milieu) et VEC (en bas), pour les données (en bleu) et la simulation (en rouge), avec des événements  $\gamma$ +jet. Des paramétrisations sont superposées, les bandes colorées représentant l'incertitude statistique. Les échelles relative d'énergie des jets sont montrées à droite. Les paramétrisations superposées sont les différences entre les paramétrisations du côté gauche, les bandes colorées représentant l'incertitude statistique.

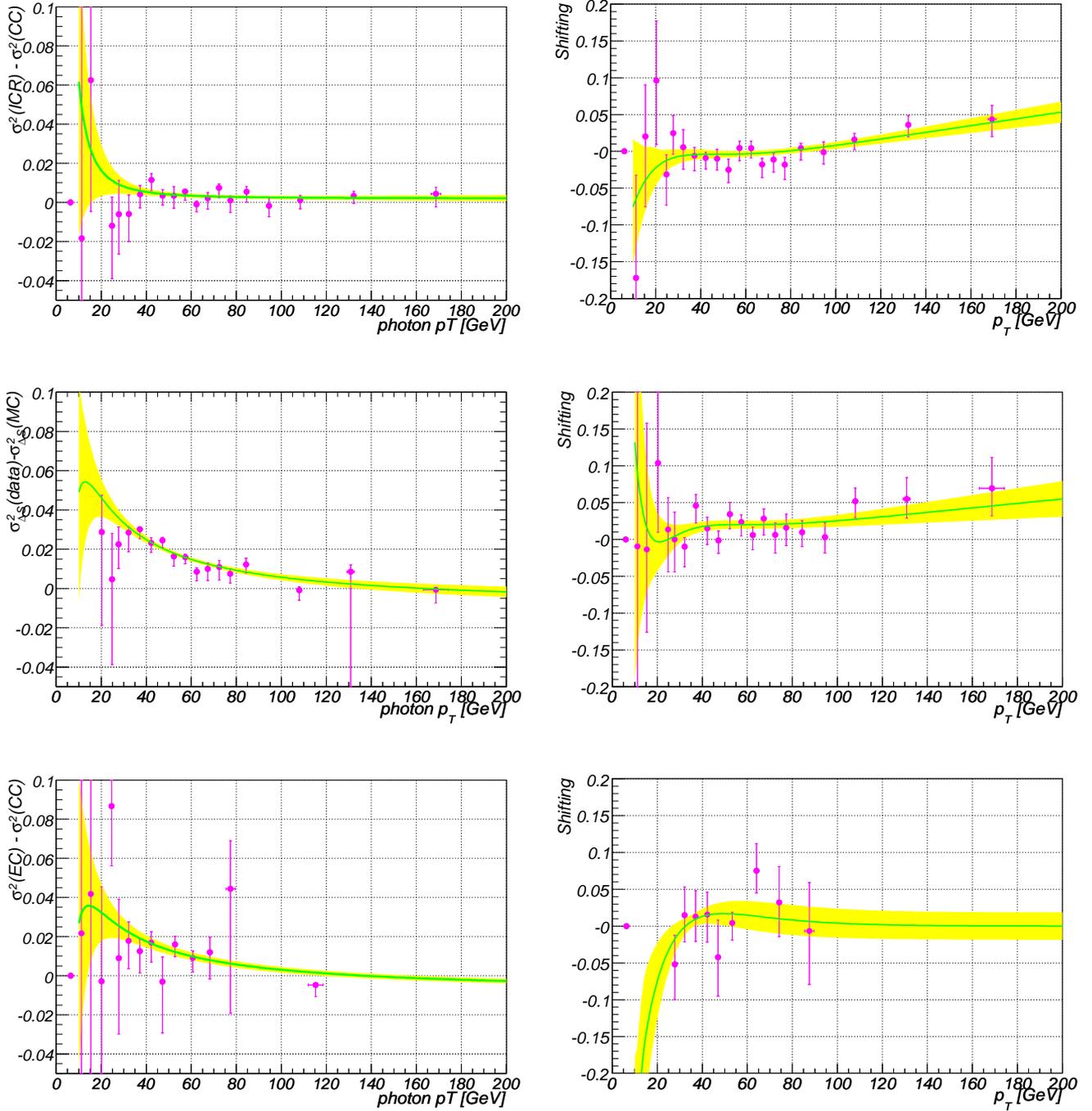


FIG. 4.30 – Différences entre les carrés des facteurs de dégradation en fonction de  $p_T^\gamma$  (à gauche) dans les régions CC et ICR (en haut), EC (au milieu) et VEC (en bas), avec des événements  $\gamma$ +jet. La même chose est représentée à droite pour les échelles relatives d'énergie des jets. Les paramétrisations superposées sont les différences des paramétrisations des figures 4.28 (à droite) ou 4.29 (à droite) et celles de la figure 4.25 (en haut), les bandes colorées représentant l'incertitude statistique.

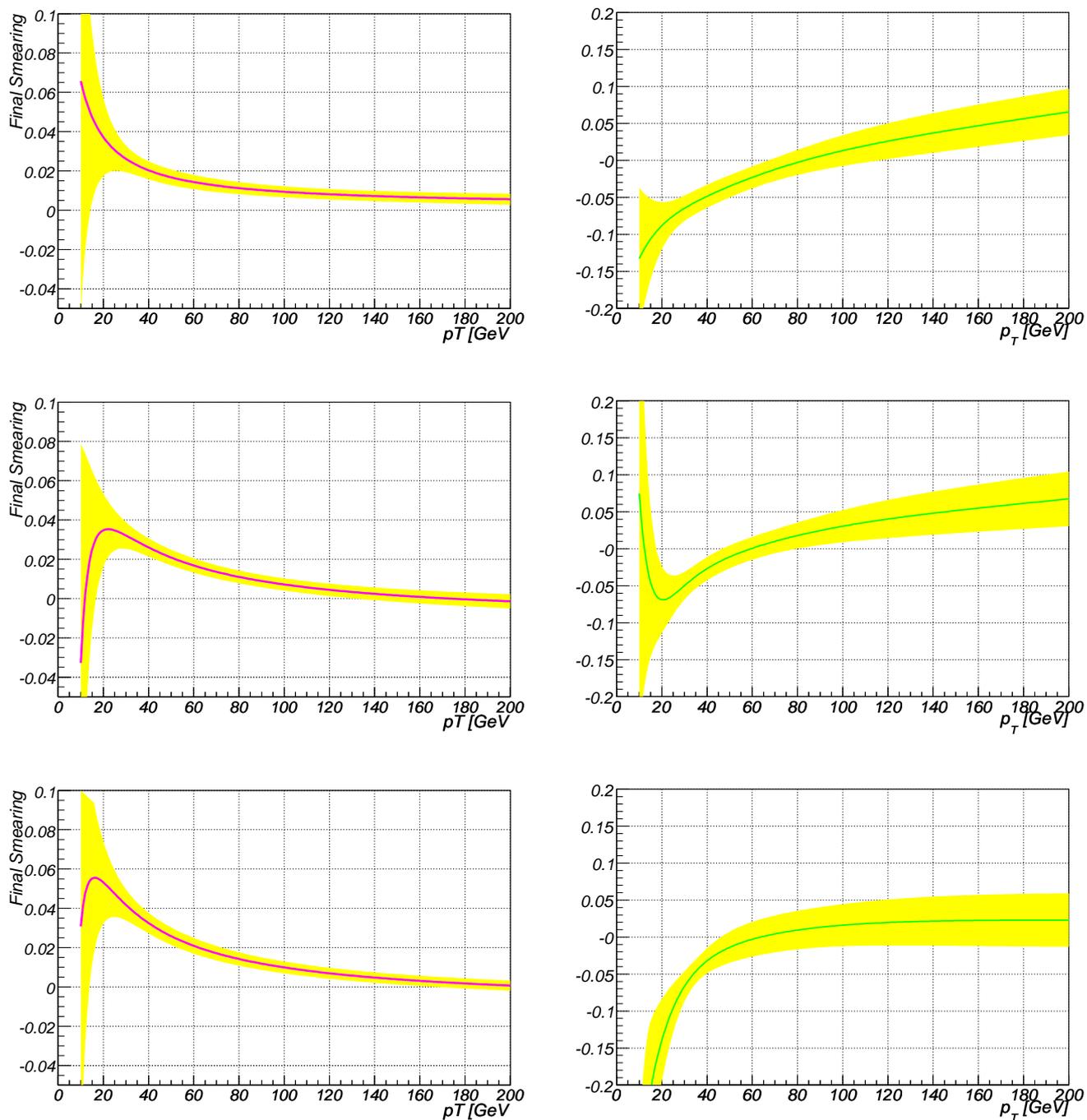


FIG. 4.31 – Facteurs finaux de dégradation au carré (à gauche) et échelles relatives d'énergie des jets finales (à droite) en fonction de  $p_T^Z$ , pour les régions ICR (en haut), EC (au milieu) et VEC (en bas). Les paramétrisations superposées sont les sommes des paramétrisations des figures 4.30 avec celles des figures 4.20 et 4.22, les bandes colorées représentant l'incertitude statistique.

### c) Vérifications

Une fois que l'ensemble des facteurs de correction a été déterminé, il convient de vérifier que la procédure *S.S.R* est correcte.

**Corrections** Tout d'abord, la résolution en énergie des jets est dégradée à l'aide des paramétrisations des figures 4.20 et 4.31 (à gauche). Ensuite, l'échelle d'énergie relative des jets des figures 4.22 et 4.31 (à droite) est appliquée. Ces corrections ne sont appliquées qu'à la simulation. Notons qu'à ce niveau de l'analyse, le  $p_T$  du Z (ou du photon) de l'événement est utilisé pour corriger la simulation.

Finalement, une coupure sur le  $p_T$  du jet à 15 GeV est appliquée, à la fois aux données et à la simulation, au niveau où l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets atteint son plateau maximal (voir figure 4.14).

**Tests de cohérence** Les tests suivants ont été réalisés à l'aide des mêmes événements Z+jet que précédemment.

La première vérification consiste à comparer les moyennes arithmétiques des distributions de  $\Delta S$  dans les données et la simulation, avant et après les corrections de *S.S.R*. Un moyen pratique de s'assurer du bon accord entre données et simulation est de former la différence  $\mathcal{D} = \langle \Delta S \rangle_{data} - \langle \Delta S \rangle_{MC}$ . La figure 4.32 montre  $\mathcal{D}$  dans les régions CC et NC, avant et après les corrections de *S.S.R*. Ces dernières réduisent significativement les différences entre les données et la simulation, laissant une distribution de  $\mathcal{D}$  relativement plate et centrée sur 0.

Le deuxième test repose sur la confrontation des spectres en  $p_T$  des jets dans les données et la simulation. Les distributions sont intégrées sur l'ensemble de la couverture angulaire en  $\eta_{det}^{jet}$ . Pour ce faire, les données sont repondérées afin que le spectre en impulsion transverse du Z soit identique à celui de la simulation. La figure 4.33 représente le spectre en  $p_T$  des jets pour trois coupures différentes sur le  $p_T$  du Z ( $p_T^Z > 10, 25$  et  $50$  GeV), avant et après les corrections appliquées à la simulation. Alors que les désaccords sont criants avant, l'accord est très bon après. Les améliorations apportées par la méthode *S.S.R* sont évidentes.

Les mêmes vérifications ont été réalisées avec les événements  $\gamma$ +jet. Dans ce cas, cependant, seules les paramétrisations déterminées sur les lots  $\gamma$ +jet (figures 4.25 en haut, 4.28 et 4.29) ont été utilisées. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.34 dans les quatre régions angulaires, et sur la figure 4.35 pour le test du spectre en  $p_T$  des jets. Les conclusions tirées des Z+jet sont toujours valables, avec l'avantage ici de disposer d'une statistique plus importante.

### d) Incertitudes Systématiques

L'incertitude statistique sur les paramétrisations a déjà été évoquée plus haut. Plusieurs sources d'incertitudes systématiques pouvant affecter la détermination des facteurs de correction ont en outre été évaluées.

La détermination de l'échelle d'énergie relative des jets est basée sur l'équilibre en impulsion transverse du système Z+jet. Cette mesure repose en partie sur une bonne connaissance de l'échelle d'énergie électromagnétique. Celle-ci a été obtenue à l'aide des électrons résultant de la désintégration du boson Z et est connue à une précision de 0.2% [130].

La sélection des événements introduit des incertitudes reliées à la demande d'exactly un jet ainsi qu'à la coupure en  $\Delta\phi$ . Pour évaluer l'impact du premier de ces critères de sélection, l'analyse a été reproduite en autorisant cette fois-ci des jets additionnels si ceux-ci se trouvent en dessous d'un certain seuil en  $p_T$ . Les différences obtenues entre  $\langle \Delta S \rangle_{data} - \langle \Delta S \rangle_{MC}$  pour plusieurs valeurs du seuil et le résultat nominal n'ont pas montré de dépendance en  $p_T^{\gamma/Z}$  (voir figure 4.36) et ont été ajustées par une constante. Les différentes constantes obtenues ont été extrapolées à un seuil  $p_T^{seuil}=0$ , montrant une déviation de +0.3% et -0.4% pour les événements

$\gamma$ +jet et Z+jet, respectivement (voir figure 4.37). La même procédure a été appliquée pour estimer l'effet de la coupure en  $\Delta\phi$  (voir figure 4.38), pour laquelle une extrapolation à  $\pi$  a indiqué une variation de +0.3% dans les deux lots (voir figure 4.39).

De plus, dans les régions non-centrales, une erreur systématique supplémentaire de  $\pm 1.5\%$  a été assignée aux échelles relatives d'énergie des jets, comme il a été expliqué dans la section b). De la même façon, une incertitude systématique de  $\pm 0.3\%$  a été allouée aux facteurs de dégradation des régions non-centrales.

Les incertitudes statistiques et systématiques sur rJES sont résumées sur la figure 4.40. Pour des jets centraux, l'erreur totale est inférieure à 2% dans une région en  $p_T^Z$  comprise entre 20 et 85 GeV, et est dominée par l'erreur statistique des données Z+jet.

### e) *Remapping*

Jusqu'à présent, tous les résultats de ce chapitre ont été présentés en fonction de  $p_T^Z$ , qui est un estimateur de l'énergie transverse *vraie* du jet au niveau partonique. Afin de pouvoir appliquer les corrections de la simulation à l'énergie transverse *mesurée* du jet, il est nécessaire d'établir une relation entre cette dernière et l'énergie transverse *vraie*. Cette procédure est appelée *remapping* dans ce qui suit. Dépendant du spectre en énergie transverse du jet, elle ne peut être universelle et dépend donc du processus considéré. La méthode suivante a été employée : pour chaque intervalle de  $p_T^{jet}$  considéré, des distributions de  $p_T^Z$  sont construites. La relation entre la valeur moyenne de chacun des intervalles en  $p_T^{jet}$  et la valeur moyenne des intervalles en  $p_T^Z$  correspondants a ensuite été paramétrée à l'aide d'une fonction appropriée.

Deux spectres correspondants à des cas extrêmes ont été considérés : celui correspondant à des événements Z+jet générés avec ALPGEN (appelé *remapping 'QCD'*) et celui correspondant à un spectre uniforme (appelé *remapping 'Uniforme'*). Le premier est approprié aux processus possédant un spectre décroissant fortement, comme les processus W/Z+jets par exemple. Le deuxième sied mieux aux processus du type  $t\bar{t}$  ou Higgs. Les deux paramétrisations sont montrées sur la figure 4.41. Elles sont relativement différentes. Ainsi, pour  $p_T^{jet} = 60$  GeV, l'écart entre les deux courbes est d'environ 7 GeV. Cependant, ces différences n'ont qu'un effet limité car la procédure de *remapping* ne sert qu'à déterminer quels facteurs de correction il faut appliquer à la simulation. Ceux-ci ne montrant pas de variations rapides en fonction de  $p_T^Z$ , il n'est pas étonnant de constater que les résultats obtenus avec les deux *remapping* différents soient très similaires, comme le montre la figure 4.42.

### f) **Résumé et discussion**

Les facteurs de dégradation au carré et les échelles relatives d'énergie des jets sont montrés sur les figures 4.20, 4.22 et 4.31. Le seuil pour retirer des jets est fixé à 15 GeV. Les incertitudes systématiques sur la détermination des échelles relatives d'énergie des jets sont résumées sur la figure 4.40.

Il n'est pas inutile de revenir un peu en arrière afin de clarifier la signification exacte de ces facteurs de correction. Regardons par exemple les résolutions mesurées dans les données et la simulation avec les événements Z+jet (figure 4.19), ainsi que les moyennes de gaussiennes  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  (figure 4.21). Nous observons des différences significatives entre les données et la simulation sur chacune des deux figures (notamment à bas  $p_T$  pour  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$ ). En outre, nous constatons sur la figure 4.21 que même à grand  $p_T$ , un jet corrigé de l'échelle absolue d'énergie des jets n'arrive pas à équilibrer l'impulsion du Z. La différence de résolution peut être interprétée comme une mauvaise simulation du calorimètre, mais pourquoi ce comportement à grand  $p_T$  dans les distributions de  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  ? L'échelle absolue d'énergie des jets est-elle complètement fautive ?

Comme nous l'avons dit précédemment, ce qui joue le rôle d'un jet dans cette étude n'est pas le même objet que celui qui est généralement appelé "jet", en particulier dans la détermination de l'échelle absolue d'énergie des jets. Tandis que le dernier cité est un jet de particules, le premier est l'ensemble du système reculant au boson Z pour lequel exactement un jet a été reconstruit. Le fait que les énergies transverses ne coïncident pas dans les données et la simulation ne signifie pas que l'échelle d'énergie des jets est fautive dans les données, ou dans la simulation (ou dans les deux). Ceci résulte plus certainement des différents seuils effectifs de reconstruction et/ou de différentes quantités d'énergie émise en dehors du cône dans les données et la simulation. Ce dernier effet a d'ailleurs été confirmé par l'obtention de différents résultats lorsque des générateurs différents étaient utilisés[129]. La variable utilisée pour cette étude,  $\Delta S$ , dépend de la simulation de la physique. C'est pour cette raison qu'un générateur de référence a dû être choisi (ALPGEN). De la même façon, le facteur de dégradation ne corrige pas seulement des différences de résolution intrinsèque des jets entre données et simulation, mais aussi des différences dans les fluctuations de l'échange entre les énergies dans et en-dehors du cône.

Même si le générateur choisi décrivait parfaitement les données (ce qui n'est certainement pas le cas...), on s'attendrait à des différences entre données et simulation car l'énergie non-associée à des objets reconstruits n'est pas étalonnée. Il y a en outre des doutes sur la validité de l'échelle d'énergie absolue des jets de bas  $p_T$ . La méthode *S.S.R.* procède à une intercalibration globale entre données et simulation pour à la fois des effets de modélisation du détecteur (résolution intrinsèque, seuil de reconstruction des jets, ...) et de modélisation de la physique (radiation en dehors du cône,...), sans pouvoir les distinguer l'un de l'autre.

Cette méthode est utilisée de manière standard dans  $D\bar{O}$  pour corriger les jets simulés dans les analyses de recherche du Higgs ou de physique au-delà du Modèle Standard et dans les mesures des propriétés du quark top (section efficace de production, mesure de la masse, etc...).

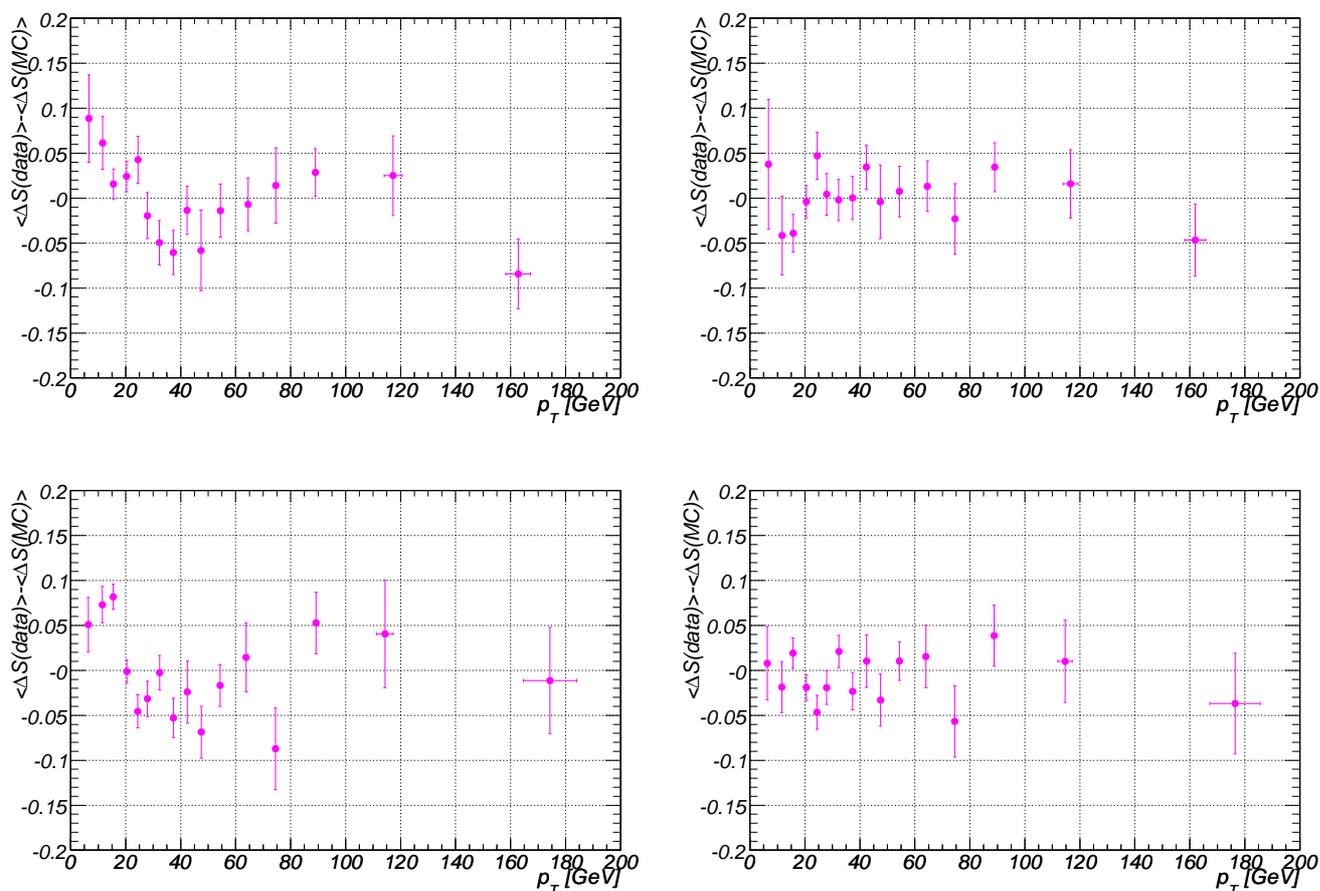


FIG. 4.32 – Distributions de  $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$  avant (à gauche) et après (à droite) avoir appliqué les corrections de la simulation, pour la région CC (en haut) et NC (en bas), avec des événements Z+jet.

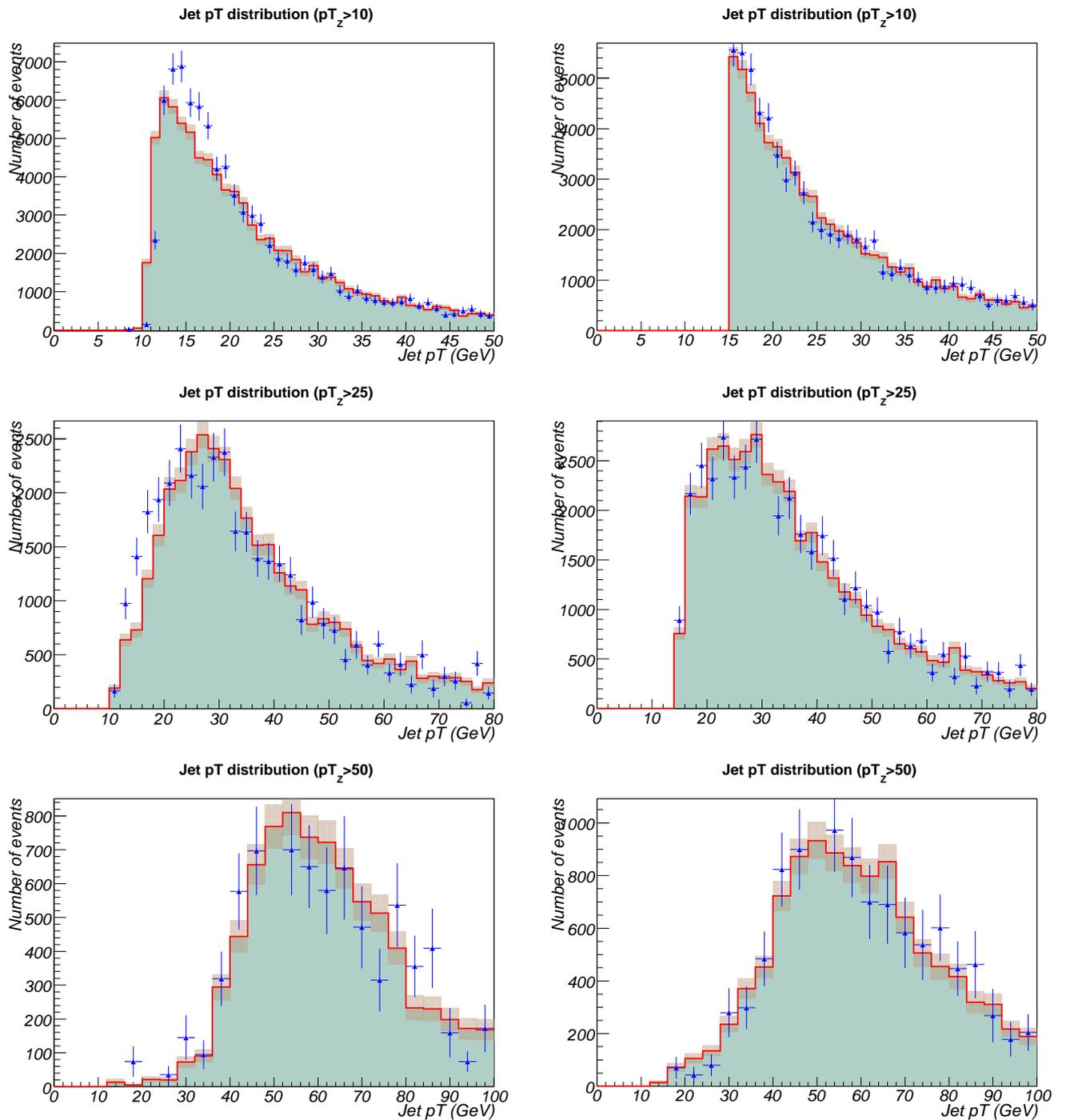


FIG. 4.33 – Distributions du  $p_T$  du jet avec des événements  $Z$ +jet, pour les données (points avec barres d'erreur) et la simulation (histogramme plein avec des erreurs indiquées par une bande ombrée), pour  $p_T^Z > 10$  (en haut), 25 (au milieu), et 50 (en bas) GeV, avant (à gauche) et après (à droite) les corrections de la simulation.

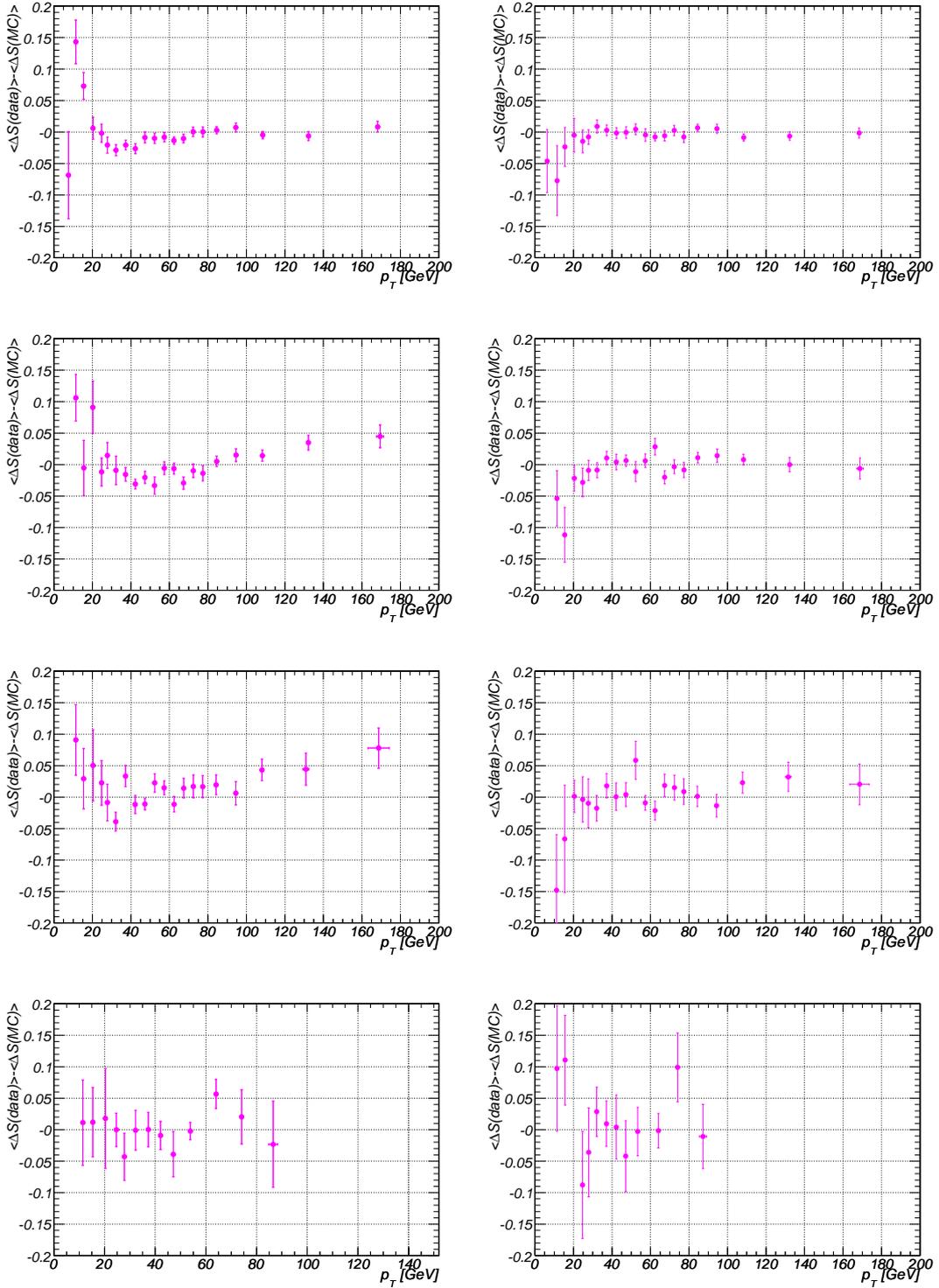


FIG. 4.34 – Distributions de  $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$  avant (à gauche) et après (à droite) avoir appliqué les corrections de la simulation, pour les régions CC, ICR, EC et VEC (de haut en bas), avec des événements  $\gamma + \text{jet}$ .

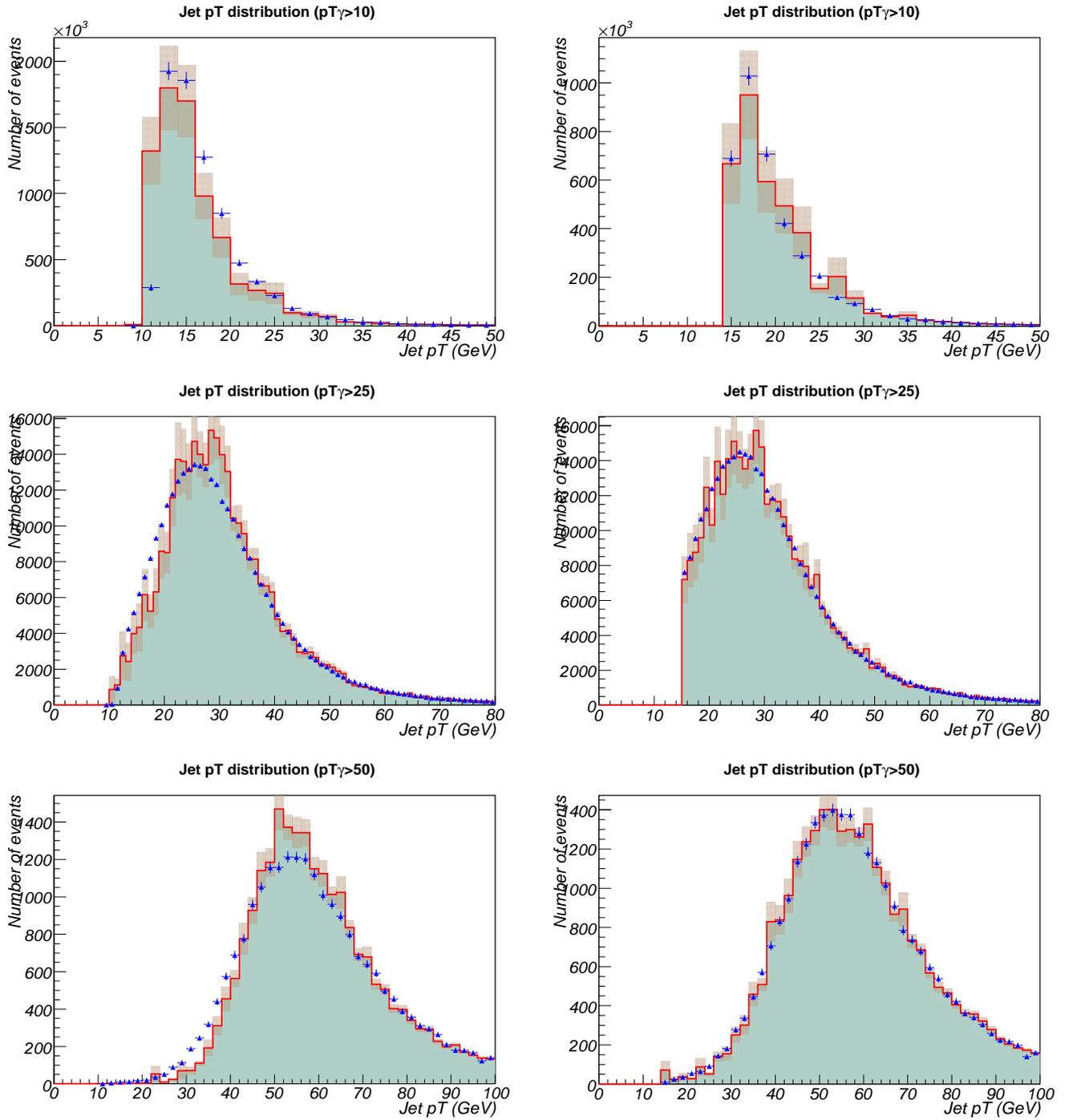


FIG. 4.35 – Distributions du  $p_T$  du jet avec des événements  $\gamma$ +jet, pour les données (points avec barres d'erreur) et la simulation (histogramme plein avec des erreurs indiquées par une bande ombrée), pour  $p_T^\gamma > 10$  (en haut), 25 (au milieu), et 50 (en bas) GeV, avant (à gauche) et après (à droite) les corrections de la simulation.

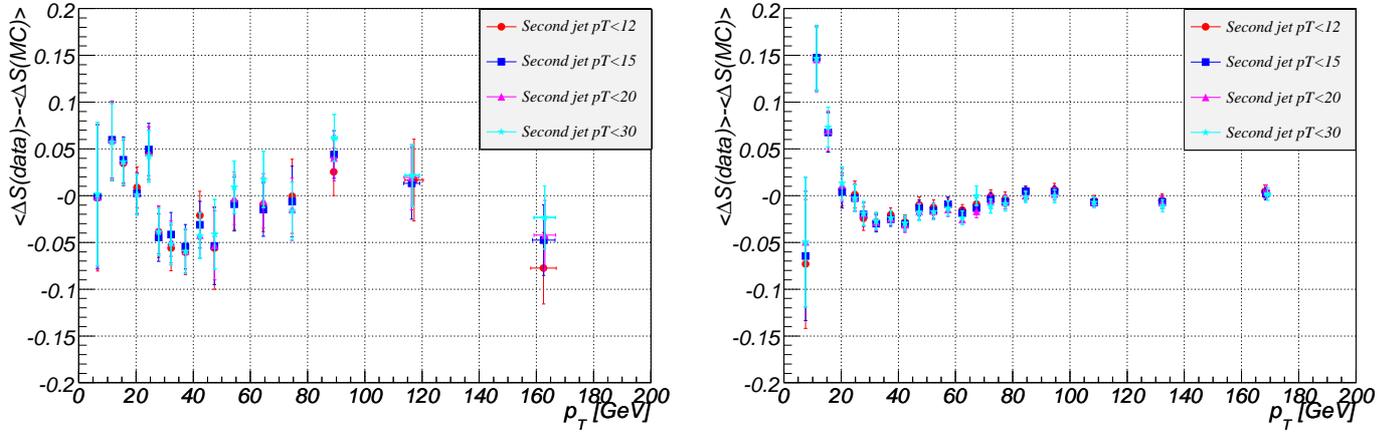


FIG. 4.36 – Distributions de  $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$  en fonction de  $p_T^Z$  ou  $p_T^\gamma$  avec des événements Z+jet (à gauche) et  $\gamma$ +jet (à droite), pour différentes valeurs du seuil en  $p_T$  pour les jets additionnels.

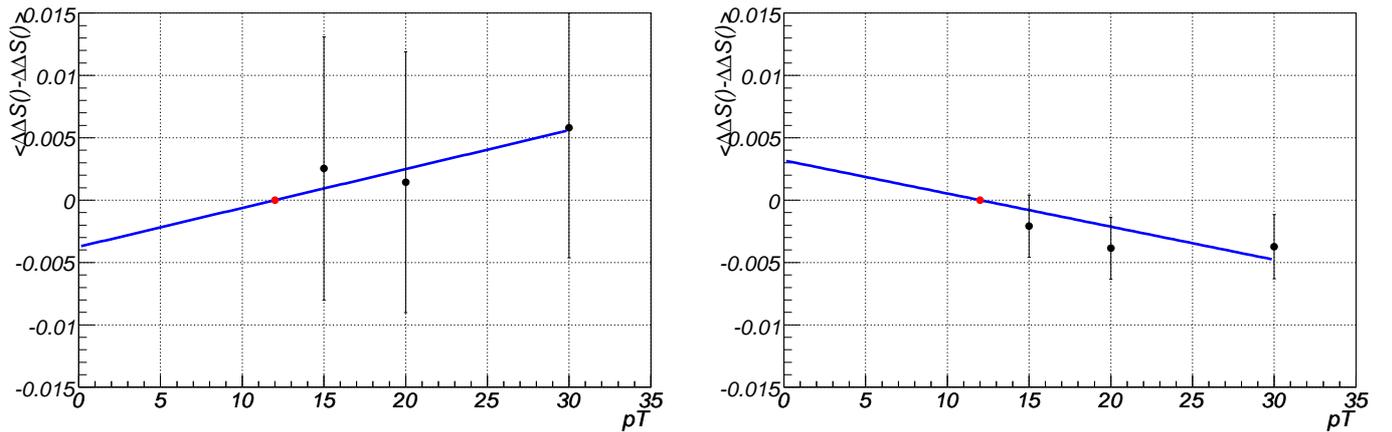


FIG. 4.37 – En fonction du seuil en  $p_T$  pour les jets additionnels, valeur de la constante ajustée aux différences entre les distributions de  $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$  correspondantes de la figure 4.36 et la distribution obtenue pour le choix nominal du seuil dans les événements Z+jet (à gauche) et  $\gamma$ +jet (à droite). Le choix nominal est montré en rouge. L'extrapolation à une valeur de  $p_T = 0$  pour le seuil est aussi montrée.

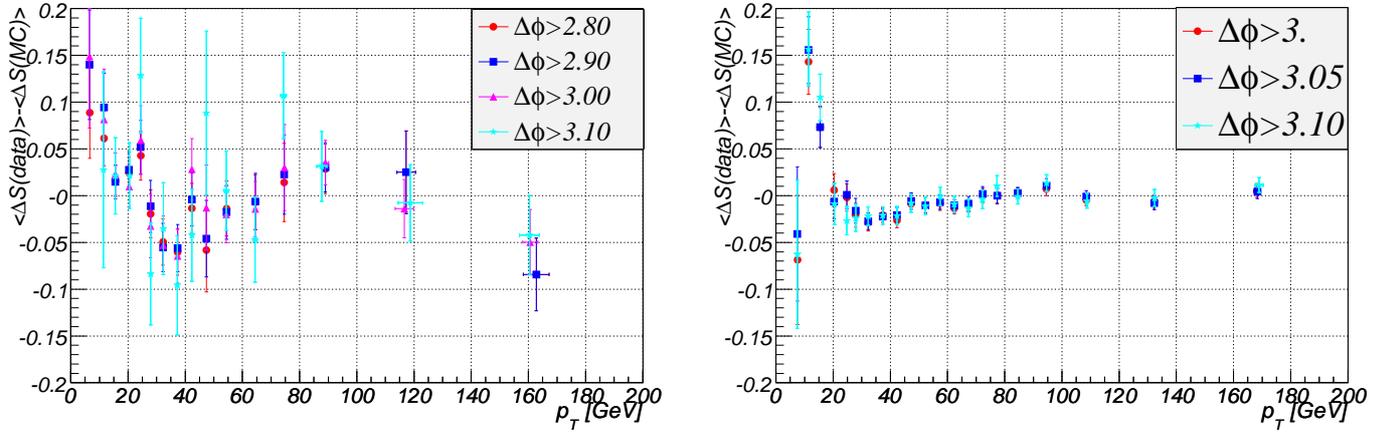


FIG. 4.38 – Distributions de  $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$  en fonction de  $p_T^Z$  ou  $p_T^\gamma$  avec des événements Z+jet (à gauche) et  $\gamma$ +jet (à droite), pour différentes valeurs de la coupure en  $\Delta\phi$ .

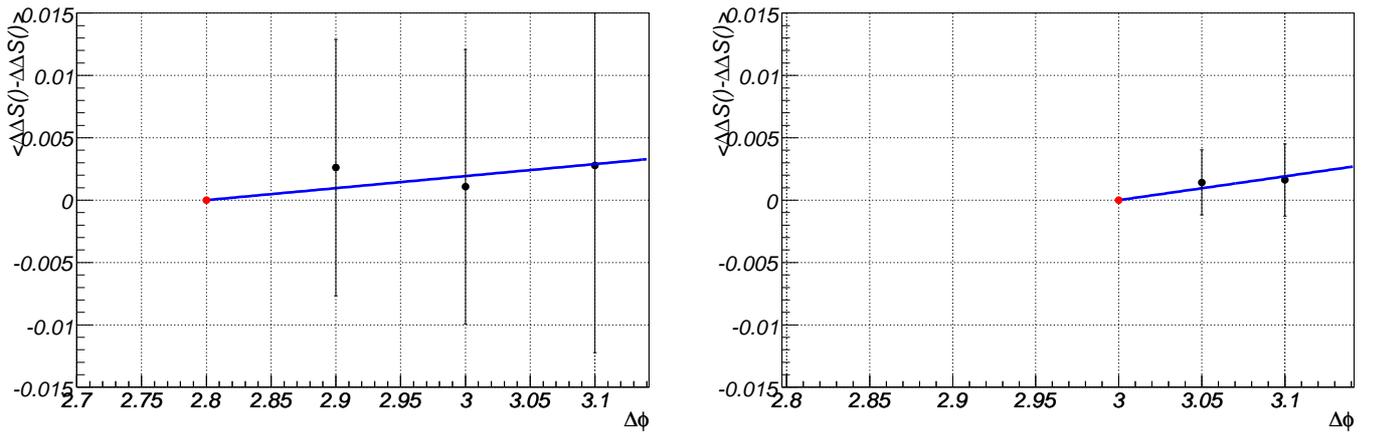


FIG. 4.39 – En fonction de la coupure en  $\Delta\phi$ , valeur de la constante ajustée aux différences entre les distributions de  $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$  correspondantes de la figure 4.38 et la distribution obtenue pour le choix nominal de la coupure en  $\Delta\phi$  dans les événements Z+jet (à gauche) et  $\gamma$ +jet (à droite). Le choix nominal est montré en rouge. L'extrapolation à une valeur de la coupure  $\Delta\phi = \pi$  est aussi montrée.

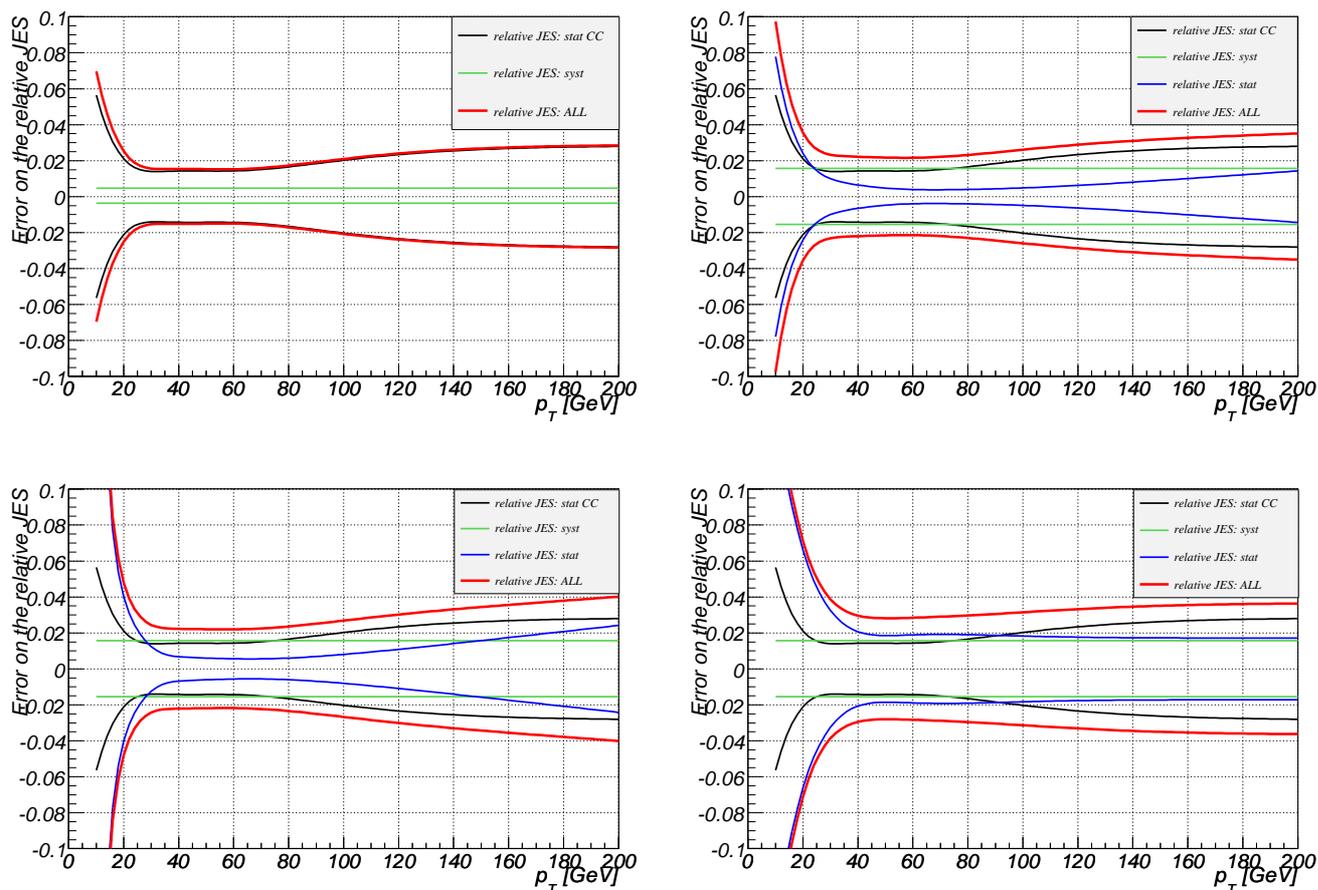


FIG. 4.40 – Résumé des incertitudes sur l'échelle relative d'énergie des jets en fonction de  $p_T^Z$ , pour les régions CC (en haut à gauche), ICR (en haut à droite), EC (en bas à gauche) et VEC (en bas à droite). La ligne noire représente l'erreur statistique provenant des paramétrisations dans la région CC (événements Z+jet). La ligne verte correspond aux erreurs systématiques discutées dans la section d). La ligne bleue reflète l'erreur statistique issue des paramétrisations obtenues dans les événements  $\gamma$ +jet afin d'extrapoler les résultats de la région CC. La ligne rouge est la combinaison de toutes les erreurs, statistiques et systématiques.

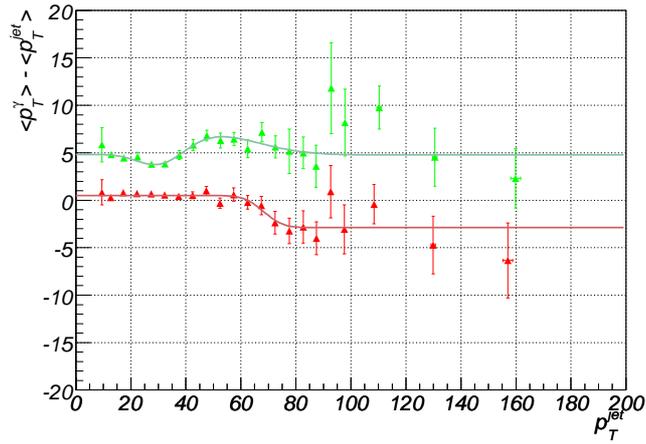


FIG. 4.41 – Pour la simulation, distributions de  $\langle p_T^\gamma \rangle - \langle p_T^{jet} \rangle$  fonction de  $p_T^{jet}$  pour deux distributions *a priori* de  $p_T^Z$  : celle rencontrée dans les événements Z+jet générés par ALPGEN (en rouge), et pour une distribution uniforme (en vert). Des paramétrisations sont superposées.

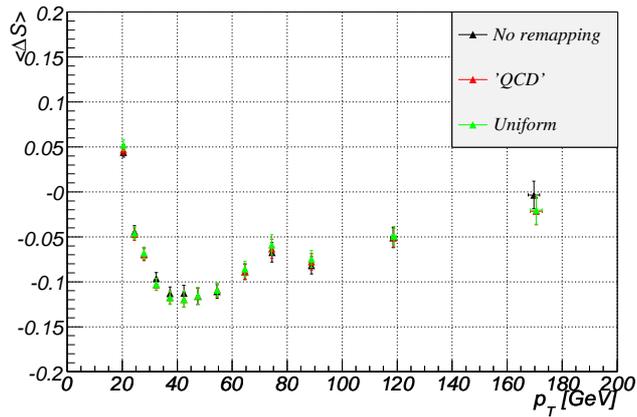


FIG. 4.42 – Distributions de  $\langle \Delta S \rangle_{MC}$  en fonction de  $p_T^Z$ , après les corrections de la méthode *S.S.R.*, sans *remapping* (en noir), avec le *remapping* “QCD” (en rouge) et le *remapping* Uniforme (en vert).

### 4.2.5 Quelques mots sur le *Run IIb*

Comme il a été dit précédemment, l'échelle absolue d'énergie des jets a été légèrement revue pour le *Run IIb* dans les données. Afin de corriger correctement la simulation qui sera comparée aux données du *Run IIb*, il a fallu déterminer une nouvelle fois l'ensemble des facteurs évoqués plus haut. Les mêmes types d'échantillons de données  $\gamma$ +jet et Z+jet mais collectées cette fois-ci pendant le *Run IIb* ont été utilisés. La même méthode que celle employée lors du *Run IIa* a été appliquée.

La figure 4.43 montre une comparaison des échelles relatives d'énergie des jets déterminées pour le *Run IIa* et le *Run IIb*. Le changement le plus notable intervient pour la région ICR, pour laquelle ce facteur de correction ne diverge plus à grande impulsion transverse, (courbe bleue) comme c'était le cas au *Run IIa* (courbe rouge). Un effet similaire, bien que moins marqué, est constaté également pour la région EC. Les changements dans les autres régions sont de moindre importance.

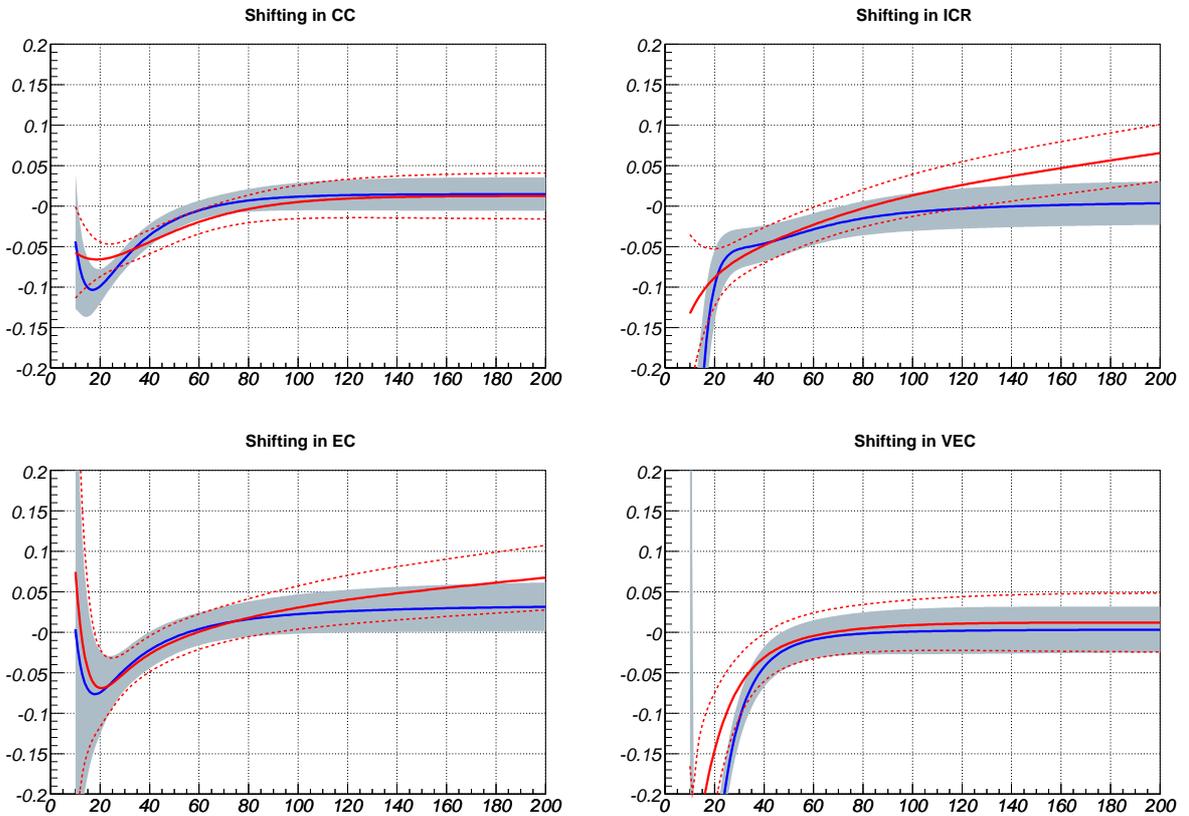


FIG. 4.43 – En fonction de  $p_T^Z$ , échelles relatives d'énergie des jets pour le *Run IIa* (en rouge) et le *Run IIb* (en bleu) déterminées dans les quatre régions angulaires : CC (en haut à gauche), ICR (en haut à droite), EC (en bas à gauche), VEC (en bas à droite). Les bandes colorées (ou pointillées) représentent les incertitudes statistiques des paramétrisations uniquement.

Toutes les opérations effectuées sur le calorimètre en vue du *Run IIb* (remplacement des photo-multiplicateurs dans la région inter-cryostatique et nouvel étalonnage en énergie) n'ont pas permis d'améliorer la résolution des jets de manière significative. En conséquence, les facteurs de dégradation à appliquer à la simulation sont très proches entre le *Run IIa* et le *Run IIb*. Ils ne sont pas montrés ici.

Les paramétrisations pour le *Run IIb* ont été déterminées sur une statistique similaire à celle du *Run IIa* (environ  $1 \text{ fb}^{-1}$ ). L'erreur totale est toujours dominée par l'erreur statistique sur le lot Z+jet. A mesure que les données s'accroissent pour le *Run IIb*, la contribution de

l'incertitude statistique va diminuer. Il sera en outre permis d'étudier des effets plus fins et de tester la cohérence de la méthode à un niveau de précision accrue.

#### 4.2.6 Vers une correction des jets de quarks et de gluons...

L'échelle absolue d'énergie des jets a été déterminée à l'aide d'événements  $\gamma$ +jet. Elle doit ramener l'énergie mesurée d'un jet à son énergie au niveau particule. Le lot  $\gamma$ +jet a une composition partonique (jets de quark/gluon) particulière. En revanche, l'échelle relative d'énergie des jets a été mesurée avec des événements Z+jet, qui ont une composition partonique différente de celle du lot  $\gamma$ +jet. Comme il a été dit plus haut, les jets issus de gluon ont des caractéristiques différentes des jets issus de quark. Mais la question vraiment importante lorsque l'on compare les données et la simulation est de savoir s'il existe des différences pour les jets de quarks (resp. gluon) entre les données et la simulation. En d'autres termes, est-il possible d'estimer une échelle relative d'énergie des jets séparément pour les jets de quarks et les jets de gluons ?

C'est à cette question que le travail présenté dans cette section va essayer de répondre. Les mêmes lots d'événements que précédemment sont utilisés, ainsi que la même sélection. Cette étude est en revanche limitée aux jets localisés dans la partie centrale du calorimètre (CC,  $|\eta_{det}^{jet}| < 0.8$ ). Dans la suite, un jet de quark ou un jet de gluon dans la simulation fera référence à un jet reconstruit associé spatialement ( $\Delta R < 0.25$ ) au parton généré de plus grand  $p_T$ .

Jusqu'à présent, qu'un jet de la simulation soit issu de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon, il subissait la même correction moyenne correspondant à la composition partonique des événements Z+jet. Les fractions de jet de quark (resp. gluon) déterminées sur les événements Z+jet générés avec ALPGEN sont montrées sur la figure 4.44 (à gauche). Les jets de gluons dominent sur l'ensemble de la plage en  $p_T^Z$ , bien que les fractions soient similaires autour de 90 GeV. Une fois que notre lot de simulation est séparé en lots "Z+quark" et "Z+gluon", il est aisé de calculer les valeurs de  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  correspondantes à l'aide de la méthode utilisée précédemment (voir la figure 4.44, à droite). Comme on pouvait s'y attendre en raison des différences de réponse entre jet de quark et jet de gluon,  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  est plus négatif pour les jets de gluons (courbe rose) que pour les jets de quarks (courbe bleue).

Les informations détaillées disponibles à tous les niveaux de la chaîne de simulation permettent d'associer un jet reconstruit à un jet de quark ou de gluon. Mais ceci n'est évidemment pas possible dans les données. Comment faire alors pour mesurer  $\Delta S_{gauss, data}^{quark}$  et  $\Delta S_{gauss, MC}^{gluon}$  ?

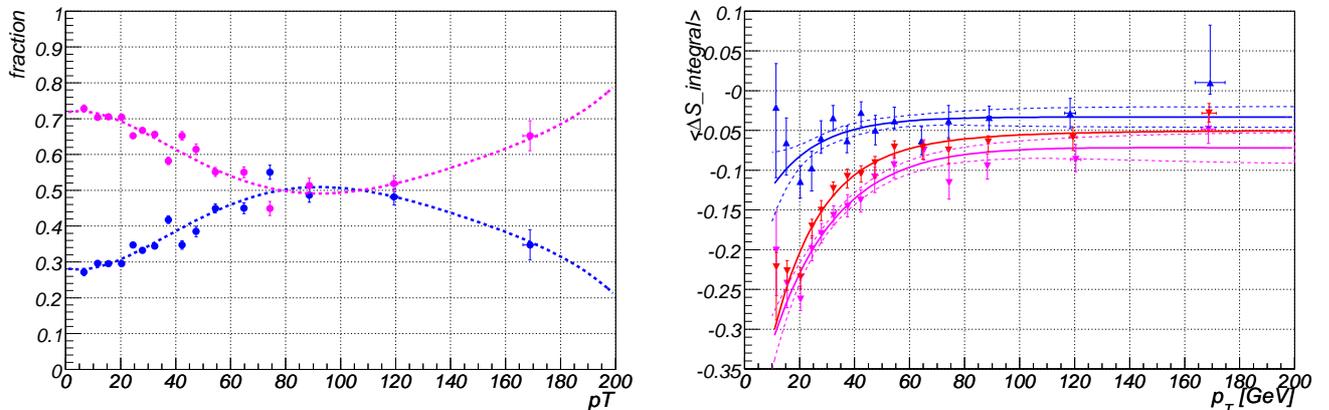


FIG. 4.44 – En fonction de  $p_T^Z$ , fractions de quark (en bleu) et de gluon (en rose) dans les événements Z+jet (à gauche). Des ajustements de ces fractions sont superposés. A droite et en fonction de  $p_T^Z$ ,  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  pour les jets de quarks (en bleu), pour les jets de gluons (en rose), et pour l'ensemble des jets (en rouge), dans les événements Z+jet générés avec ALPGEN.

**a) Mise en équation du problème**

Un peu d'algèbre est ici nécessaire. Nous avons en effet à notre disposition deux lots d'événements ( $\gamma$ +jet et Z+jet) possédant une composition partonique différente. Par souci de lisibilité,  $\Delta S$  référera toujours à  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  dans la suite, sauf mention contraire. Il est alors possible d'écrire le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \Delta S_{data}^{\gamma} &= \alpha_{quark}^{\gamma} \Delta S_{data}^{quark} + \alpha_{gluon}^{\gamma} \Delta S_{data}^{gluon} \\ \Delta S_{data}^Z &= \alpha_{quark}^Z \Delta S_{data}^{quark} + \alpha_{gluon}^Z \Delta S_{data}^{gluon} \end{cases} \quad (4.15)$$

où :

- les fractions de jets de quarks  $\alpha_{quark}$  et de gluon  $\alpha_{gluon}$  peuvent être extraites à partir de la simulation.
- $\Delta S_{data}^{\gamma}$  et  $\Delta S_{data}^Z$  ont déjà été mesurées dans les données dans la section précédente.
- $\Delta S_{data}^{quark}$  et  $\Delta S_{data}^{gluon}$  sont les inconnues du problème.

Une remarque cependant. Le lot  $\gamma$ +jet dans les données est en fait un mélange entre des événements  $\gamma$ +jet purs et des événements dijet où un jet est faussement identifié comme un photon. La pureté  $\rho$  de l'échantillon  $\gamma$ +jet a été estimée lors de la mesure du terme de réponse de l'échelle absolue d'énergie des jets. Les fractions de quark et de gluon s'expriment alors comme ceci :

$$\alpha_{quark/gluon}^{\gamma} = \rho \alpha_{quark/gluon}^{\gamma \text{ pur}} + (1 - \rho) \alpha_{quark/gluon}^{EM-jet} \quad (4.16)$$

Il faut ensuite résoudre le système linéaire de deux équations à deux inconnues 4.15. Réécrivons le tout d'abord sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \alpha_{quark}^{\gamma} & \alpha_{gluon}^{\gamma} \\ \alpha_{quark}^Z & \alpha_{gluon}^Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta S_{data}^{quark} \\ \Delta S_{data}^{gluon} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta S_{data}^{\gamma} \\ \Delta S_{data}^Z \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

La matrice contenant les fractions  $\alpha$  sera appelée matrice F dans la suite. La méthode de Cramer permet alors d'écrire les solutions comme :

$$\begin{cases} \Delta S_{quark} &= \frac{\det(A^{quark})}{\det(F)} & \text{où } A^{quark} &= \begin{pmatrix} \Delta S_{data}^{\gamma} & \alpha_{gluon}^{\gamma} \\ \Delta S_{data}^Z & \alpha_{gluon}^Z \end{pmatrix} \\ \Delta S_{gluon} &= \frac{\det(A^{gluon})}{\det(F)} & \text{où } A^{gluon} &= \begin{pmatrix} \alpha_{quark}^{\gamma} & \Delta S_{data}^{\gamma} \\ \alpha_{quark}^Z & \Delta S_{data}^Z \end{pmatrix} \end{cases} \quad (4.18)$$

Ce système n'admet pas de solution si le déterminant de la matrice F vaut 0, c'est-à-dire si :

$$\alpha_{quark}^{\gamma} \alpha_{gluon}^Z = \alpha_{gluon}^{\gamma} \alpha_{quark}^Z \quad (4.19)$$

Un rapide calcul montre que cette condition est équivalente au fait que les fractions de quark (resp. gluon) soient égales dans les lots  $\gamma$ +jet et Z+jet.

Les équations établies ici ne dépendent que de paramètres que nous pouvons mesurer et elles nous permettent donc d'estimer  $\Delta S_{data}^{quark}$  et  $\Delta S_{data}^{gluon}$  dans les données.

## b) Résultats

Cet interlude algébrique fini, il convient désormais d'appliquer les équations établies dans le paragraphe précédent à nos échantillons de données.

Les fractions de quark et de gluon du lot Z+jet ont été montrées plus haut. L'équivalent pour les échantillons simulés  $\gamma$ +jet purs et EM-jet+jet est représenté sur la figure 4.45. Ces deux lots ont des compositions partoniques bien différentes : alors que les événements  $\gamma$ +jet purs sont dominés par des jets de quarks à bas  $p_T$ , le lot EM-jet+jet présente la tendance inverse. Afin de reproduire la composition attendue dans les données réelles, il est nécessaire de les combiner. La figure 4.46 (à droite) montre les fractions de quark et de gluon estimées pour le lot  $\gamma$ +jet dans les données, obtenues en pondérant chacune des paramétrisations de la figure 4.45 par la pureté  $\rho$  (voir figure 4.46, à gauche).

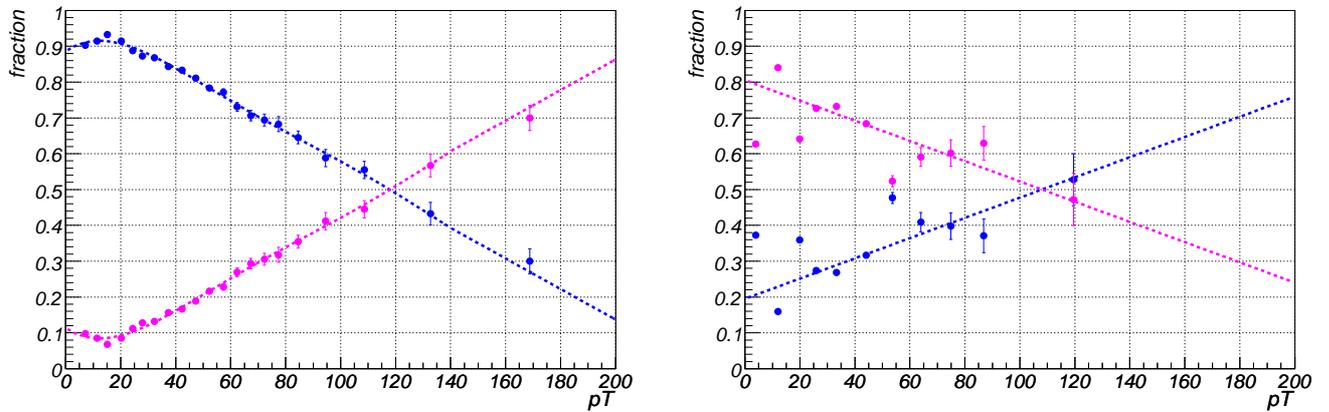


FIG. 4.45 – En fonction de  $p_T^\gamma$ , fractions de quark (en bleu) et de gluon (en rose) dans les événements  $\gamma$ +jet purs (à gauche) et EM-jet+jet (à droite). Des ajustements de ces fractions sont superposés.

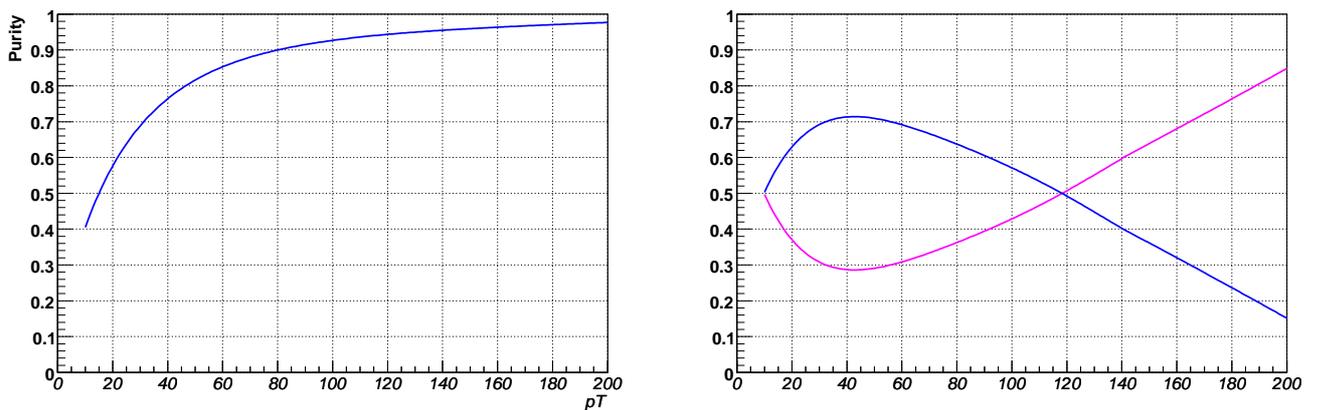


FIG. 4.46 – En fonction de  $p_T^\gamma$ , pureté du lot  $\gamma$ +jet estimée dans les données (à gauche) et fractions de quark (en bleu) et de gluon (en rose) dans les événements  $\gamma$ +jet (à droite), obtenues en pondérant les fractions de la figure 4.45 par la pureté montrée à gauche.

Les paramétrisations de  $\Delta S_{data}^\gamma$  et  $\Delta S_{data}^Z$  telles que nous les avons déterminées dans la section précédente sont représentées sur la figure 4.47 (à gauche). Le fait que  $\Delta S^Z(data)$  soit plus négatif que  $\Delta S^\gamma(data)$  est principalement dû au fait que le lot Z+jet est dominé par des jets de gluons à bas  $p_T$ , dont la réponse est plus faible que celles des jets de quark.

Comme nous l'avons dit plus haut (voir l'équation 4.47), le système que nous voulons résoudre n'admet pas de solution si  $\alpha_{gluon}^Z = \alpha_{gluon}^\gamma$  (ou  $\alpha_{quark}^Z = \alpha_{quark}^\gamma$ ). La figure 4.47 (à droite) montre une comparaison des paramétrisations des fractions de gluon dans les lots Z+jet et  $\gamma$ +jet. Au delà d'une centaine de GeV de  $p_T$ , ces fractions sont similaires et les résultats que nous montrerons n'auront donc pas de sens pour  $p_T \geq 100$  GeV.

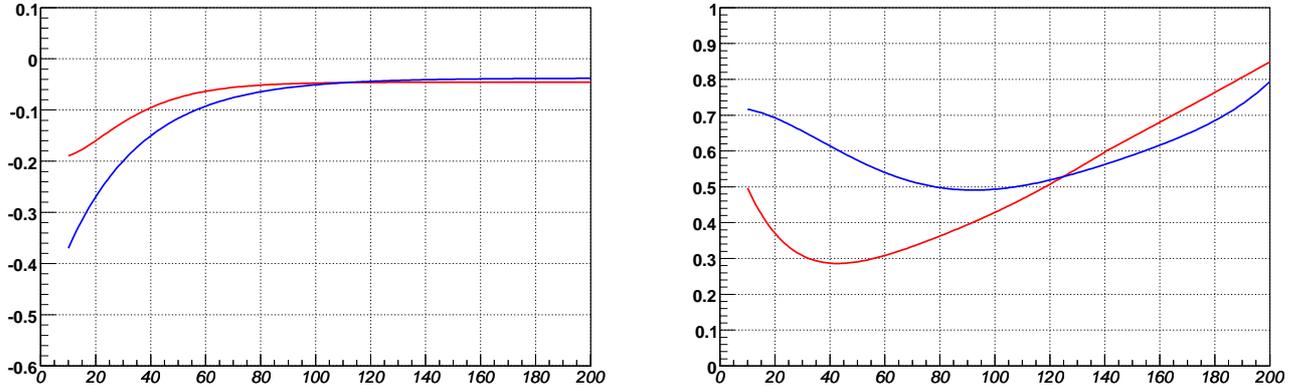


FIG. 4.47 – En fonction de  $p_T^\gamma$  ou de  $p_T^Z$ , paramétrisations de  $\langle \Delta S \rangle_{gauss,data}$  (à gauche) dans les événements  $\gamma$ +jet (en rouge) et Z+jet (en bleu). A droite, fractions de jets de gluons dans les événements  $\gamma$ +jet (en rouge) et Z+jet (en bleu).

Nous avons désormais tous les ingrédients nécessaires à la résolution du système d'équations. La figure 4.48 montre une comparaison de  $\Delta S^{quark}$  (resp.  $\Delta S^{gluon}$ ) pour les données et la simulation. Les données sont ici comparées aux résultats obtenus avec les événements Z+jet générés avec ALPGEN, notre référence dans la section précédente. Comme nous nous y attendions, les résultats commencent à diverger à partir d'environ 100 GeV. Les échelles relatives d'énergie pour les jets de quarks et les jets de gluon, obtenues comme la différence des paramétrisations de la figure 4.48 sont montrées sur la figure 4.49 (à gauche). Ce résultat final peut être vu d'une autre manière (voir figure 4.49, à droite) en calculant la correction à appliquer à l'échelle relative d'énergie des jets nominale. Il est intéressant de constater que pour un  $p_T$  compris entre 20 et 90 GeV, les jets de quarks sont sur un même pied d'égalité dans les données et la simulation (voir la figure 4.49, à gauche) et sont donc trop corrigés par l'échelle relative d'énergie des jets nominale. Ceci n'est pas très étonnant car notre résultat nominal est basé sur les événements Z+jet, dominés à bas  $p_T$  par les jets de gluon. Enfin, le fait qu'il ne soit pas possible de se servir des solutions du système après 100 GeV n'est en réalité pas gênant car la correction d'échelle relative est nulle dans cette région.

La portée de ce résultat n'est pas sans conséquence. En effet, les corrections apportées aux jets simulés à  $D\bar{O}$  sont des ajustements moyennés pour une composition partonique donnée et ne permettent pas de mettre sur un même pied d'égalité les données et la simulation pour tous les types de jets. Cela peut avoir de l'importance dans les analyses impliquant des signaux de Higgs ou de quark top, dominés par des jets de quark, dont les bruits de fonds principaux (W/Z+jets) sont dominés par des jets de gluon.

Idéalement, si la statistique le permet, une échelle absolue d'énergie des jets pourrait être mesurée séparément pour les jets de quarks et les jets de gluon, en utilisant une méthode similaire à celle présentée dans cette section.

Cependant, cette méthode est toujours en cours de test dans la collaboration  $D\bar{O}$  et ne sera pas utilisée dans l'analyse présentée au chapitre 6. En particulier, l'extrapolation de ces résultats aux autres régions du calorimètre, ainsi que l'effet de ces nouvelles corrections dans des

situations concrètes (masse du boson  $W$  dans les  $W \rightarrow qq$  provenant de  $t \rightarrow Wb$  par exemple), restent à explorer.

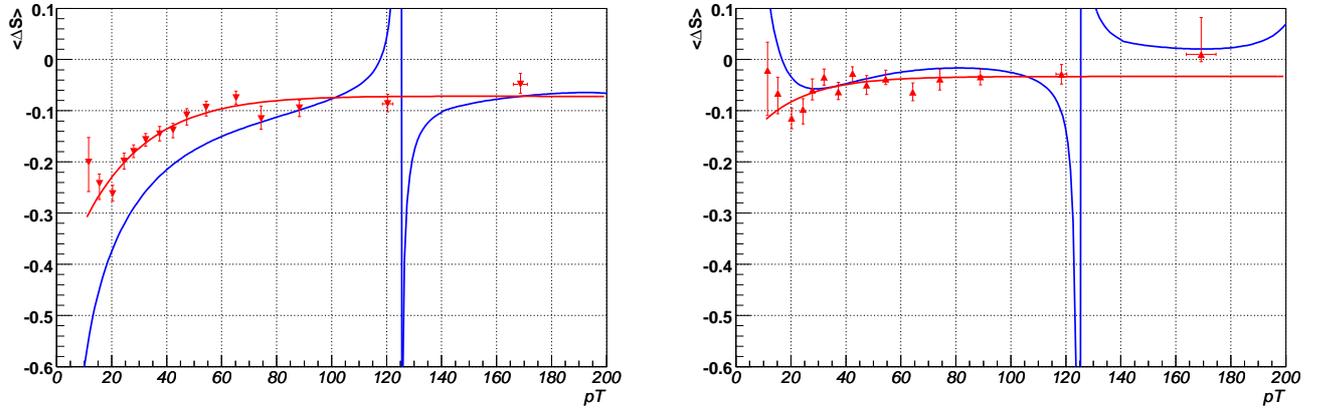


FIG. 4.48 – En fonction de  $p_T^Z$ , paramétrisations de  $\langle \Delta S \rangle_{gauss}$  pour les jets de quarks (à gauche) et les jets de gluons (à droite), pour les données (en bleu) et la simulation (Z+jet générés avec ALPGEN, en rouge).

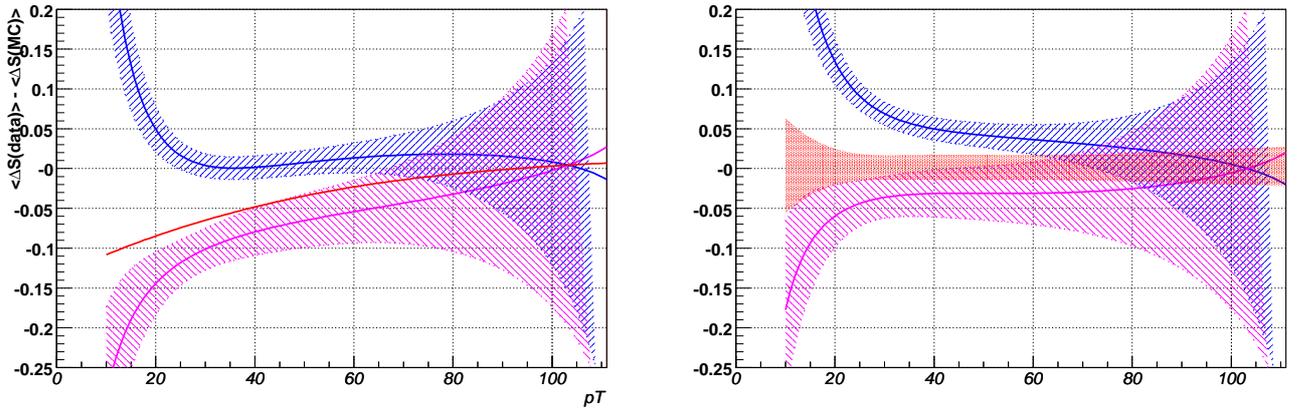


FIG. 4.49 – En fonction de  $p_T^Z$  et à gauche, échelles relatives d'énergie des jets de quarks (en bleu), des jets de gluons (en rose) et tous les jets (en rouge). Les bandes hachurées représentent les erreurs statistiques sur les paramétrisations. A droite, corrections à apporter à l'échelle relative d'énergie des jets nominale pour les jets de quarks (en bleu) et les jets de gluons (en rose). Les bandes hachurées représentent les erreurs statistiques sur les paramétrisations. La bande rouge est l'incertitude statistique de l'échelle relative d'énergie des jets nominale.



# Chapitre 5

## Conditions de déclenchement sur les topologies à jets et énergie transverse manquante : Optimisation du Niveau 3 et Simulation

*“Impose ta chance, serre ton bonheur  
et va vers ton risque.  
A te regarder, ils s’habitueront.”*  
René Char, *Rougeur des matinaux*

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Historique . . . . .</b>	<b>162</b>
<b>5.2</b>	<b>Optimisation des conditions de déclenchement du Niveau 3 . . . .</b>	<b>163</b>
5.2.1	Signaux étudiés . . . . .	163
5.2.2	Outils . . . . .	165
5.2.3	Présentation des conditions de déclenchement pour le <i>Run IIb</i> . . . . .	169
5.2.4	Conception du Niveau 3 . . . . .	173
5.2.5	Résumé et résultats . . . . .	182
<b>5.3</b>	<b>Simulation de la réponse du système de déclenchement . . . . .</b>	<b>185</b>
5.3.1	Simulation au <i>Run IIa</i> . . . . .	185
5.3.2	Simulation au <i>Run IIb</i> . . . . .	187
5.3.3	Niveau 1 . . . . .	188
5.3.4	Niveaux 2 et 3 . . . . .	194
5.3.5	Performances sur un signal Higgs . . . . .	199
<b>5.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>199</b>

---

Les processus impliquant des jets et de l'énergie transverse manquante dans l'état final sont nombreux et apparaissent aussi bien dans le Modèle Standard que dans la multitude de théories construites pour le dépasser. Ainsi, dans l'analyse présentée dans le chapitre suivant de ce manuscrit, le signal recherché est un boson de Higgs se désintégrant en deux jets, produit en association avec un boson  $Z$  se désintégrant en deux neutrinos, invisibles pour le détecteur. Les modèles supersymétriques présentent également ce type de topologie lorsqu'ils prédisent, par exemple, l'existence de particules stables et interagissant très peu avec la matière, les neutralinos, produites en association avec des hadrons. Afin d'effectuer des recherches sur ces particules, des conditions spécifiques de déclenchement doivent être mises en place. Aucun lepton isolé ne pouvant être requis pour sélectionner ces signaux, il est nécessaire de construire des variables topologiques afin d'éliminer le bruit de fond QCD, dominant au niveau du système de déclenchement. Ce bruit de fond découle de la production par interaction forte d'événements multijets dont la mauvaise mesure de l'énergie crée de l'énergie transverse manquante. Son rejet est une des principales difficultés dans la conception de conditions simples et peu coûteuses en termes de taux d'enregistrement des données.

Cet aspect devient de plus en plus contraignant à mesure que la luminosité augmente. Comme nous l'avons dit précédemment (voir section 2.3.8), de nombreuses améliorations du système de déclenchement de  $D\emptyset$  ont été nécessaires afin de faire face aux nouvelles conditions exigées par la période de très haute luminosité du TeVatron, appelée *Run IIb*. Ce défi majeur a demandé un effort considérable afin de disposer d'un programme de physique ambitieux tout en ne saturant pas la bande passante disponible du système d'acquisition des données. Les conditions de déclenchement sur les états finals impliquants des jets et de l'énergie transverse manquante ( $\cancel{E}_T$ ) ont ainsi été complètement revues. Ce chapitre traite de l'optimisation des conditions de sélection de ce type d'événements au Niveau 3 (N3). Un historique des conditions de déclenchement ainsi qu'une description des différents outils requis pour ce travail seront également détaillés.

La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à la mise en place d'une méthode permettant de simuler la réponse du système de déclenchement, non incluse dans la chaîne de simulation du détecteur  $D\emptyset$ , et de calculer la probabilité de déclenchement pour un événement donné.

## 5.1 Historique

Les conditions de déclenchement spécifiques aux topologies jets et  $\cancel{E}_T$  ont été mises en place pour la première fois dans l'expérience  $D\emptyset$  en 2003 dans la liste<sup>1</sup> v11 []. Au départ, il n'y avait qu'une seule condition de déclenchement (appelé MHT30) qui devait couvrir l'ensemble des signaux recherchés. Les bonnes performances du TeVatron, couplées aux améliorations des outils de conception, ont amené à revoir cette stratégie. Ainsi, en juin 2004 (liste v13), deux conditions de déclenchement différentes ont été mises en ligne : l'une couvrant les topologies comportant un ou deux jets et de l'énergie transverse manquante (JT1\_ACO\_MHT\_HT), l'autre complètement dédiée aux signaux possédant une grande multiplicité de jets (JT2\_MHT25\_HT). Des ajustements et des modifications ont été effectuées sur chacune de ces conditions à mesure que les circonstances (augmentation de la luminosité par exemple) l'exigeaient. Ces modifications portèrent à la fois sur le durcissement des coupures existantes ainsi que sur l'ajout de nouvelles variables discriminantes (liste v14).

Les derniers changements effectués sur les termes de Niveau 1 (N1) des conditions JT1\_ACO\_MHT\_HT et JT2\_MHT25\_HT en novembre 2005 (liste v14.8) ont permis de fonctionner correctement jusqu'à des pics de luminosité instantanée dépassant  $150 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Cependant, un des buts du *Run*

<sup>1</sup>Une liste est l'ensemble des conditions de déclenchement disponibles pour toute le programme de physique.

*I Ib* était d'atteindre des valeurs deux fois plus importantes. Les conditions de déclenchement spécifiques aux topologies jets et  $\cancel{E}_T$  ont donc été complètement revues, aidées en cela par les nouvelles capacités du N1 (voir section 2.3.8). Trois conditions différentes ont ainsi été mises en place afin d'optimiser la prise de données sur les différentes topologies étudiées : mono-jet+ $\cancel{E}_T$ , di-jet+ $\cancel{E}_T$  et multi-jet + $\cancel{E}_T$  (liste v15.00). Les termes des niveaux 1 et 2 de ces conditions ont été conçus durant le printemps 2006 [132], les termes de Niveau 3 restant inchangés et hérités de la liste v14. Ces derniers termes n'étant pas adaptés pour le *Run I Ib*, il a fallu les optimiser. Il sera question plus en détail de la conception de nouvelles conditions du Niveau 3 dans ce qui suit.

Le tableau 5.1 récapitule l'historique des conditions de déclenchement dédiées aux topologies jets +  $\cancel{E}_T$ .

Nom de liste	Date de début	Nom des conditions		Luminosité intégrée ( $pb^{-1}$ )	
v11	25/03/03	MHT30		$\approx 63$	
v12	16/07/03	MHT30		$\approx 227$	
v13	25/06/04	JT1_ACO_MHT_HT	JT2_MHT25_HT	$\approx 372$	
v14	13/07/05	JT1_ACO_MHT_HT	JT2_MHT25_HT	$\approx 330$	
v15	09/06/06	<i>monojet</i>	<i>dijet</i>	<i>multijet</i>	en cours

TAB. 5.1 – Historique des conditions de déclenchement spécifiques aux topologies à jets et énergie transverse manquante du *Run IIa* au *Run I Ib* [52]

## 5.2 Optimisation des conditions de déclenchement du Niveau 3

Avant de décrire la conception du N3 à proprement parler, il est nécessaire d'introduire quelques notions utiles ainsi que les outils mis à notre disposition pour ces études. Ainsi, les quantités calculées au niveau du système de déclenchement seront dites *en ligne*, alors que les quantités calculées au niveau de la reconstruction des données seront dites *hors ligne*.

### 5.2.1 Signaux étudiés

Cinq signaux ont été étudiés, correspondant aux différentes topologies jets et  $\cancel{E}_T$  :

- la production du boson de Higgs standard se désintégrant en paire de quarks b (avec  $m_H=115$  GeV), associée à un boson Z (se désintégrant en deux neutrinos). C'est un signal di-jet +  $\cancel{E}_T$  avec des jets d'impulsions relativement basses. Dans la suite, il sera noté "HZ".
- la production de paires de *sbottoms*<sup>2</sup> avec les paramètres suivants :  $m(\tilde{b})=120$  GeV,  $m(\tilde{\chi}_1^0)=80$  GeV. Ce point du plan ( $m(\tilde{b}), m(\tilde{\chi}_1^0)$ ) à basse différence de masse a été choisi car il n'était pas exclu par les analyses publiées jusque là. Il présente des caractéristiques similaires à celles du signal HZ. Une recherche de *sbottoms* été effectuée lors du *Run IIa* [133].
- la production de paires de squarks<sup>3</sup> avec les paramètres du modèle mSUGRA suivants :  $m_0=25$  GeV,  $m_{1/2}=140$  GeV,  $A_0=0$  GeV,  $\mu > 0$  et  $\tan \beta=3$ . C'est de nouveau un signal

<sup>2</sup>partenaires supersymétriques des quarks b.

<sup>3</sup>partenaires supersymétriques des quarks.

dijet +  $\cancel{E}_T$  mais avec des jets de grand  $p_T$  cette fois-ci.

- la production de gluinos<sup>4</sup> avec les paramètres du modèle mSUGRA suivants :  $m_0=500$  GeV,  $m_{1/2}=90$  GeV,  $A_0=0$  GeV,  $\mu > 0$  et  $\tan \beta=3$ . C’est un signal multijet +  $\cancel{E}_T$  avec des jets de grand  $p_T$ . Plusieurs recherches de squarks et de gluinos ont été effectuées à DØ [134].
- certains modèles de physique au-delà du Modèle Standard prédisent l’existence de dimensions supplémentaires. Dans ces modèles, la production d’un seul jet associé à un graviton invisible (puisque s’échappant dans une dimension autre que les trois d’espace que nous connaissons) est prédite. Ce signal correspond alors à un jet de grand  $p_T$  associé à une grande  $\cancel{E}_T$  due à la “disparition” du graviton.

Les figures 5.1 et 5.2 montrent quelques-unes des distributions caractéristiques de ces signaux et permettent d’en apprécier les différences. Les signaux squarks et gluinos se distinguent ainsi par des jets d’impulsions bien plus grandes que les autres. La multiplicité de jets des gluinos est également bien plus importante que celle des autres signaux. En revanche, les signaux HZ et sbottoms possèdent des jets plus mous, ainsi que des valeurs de  $\cancel{E}_T$  relativement basses ; la distinction entre ces derniers et le bruit de fond QCD s’en trouve alors bien plus difficile.

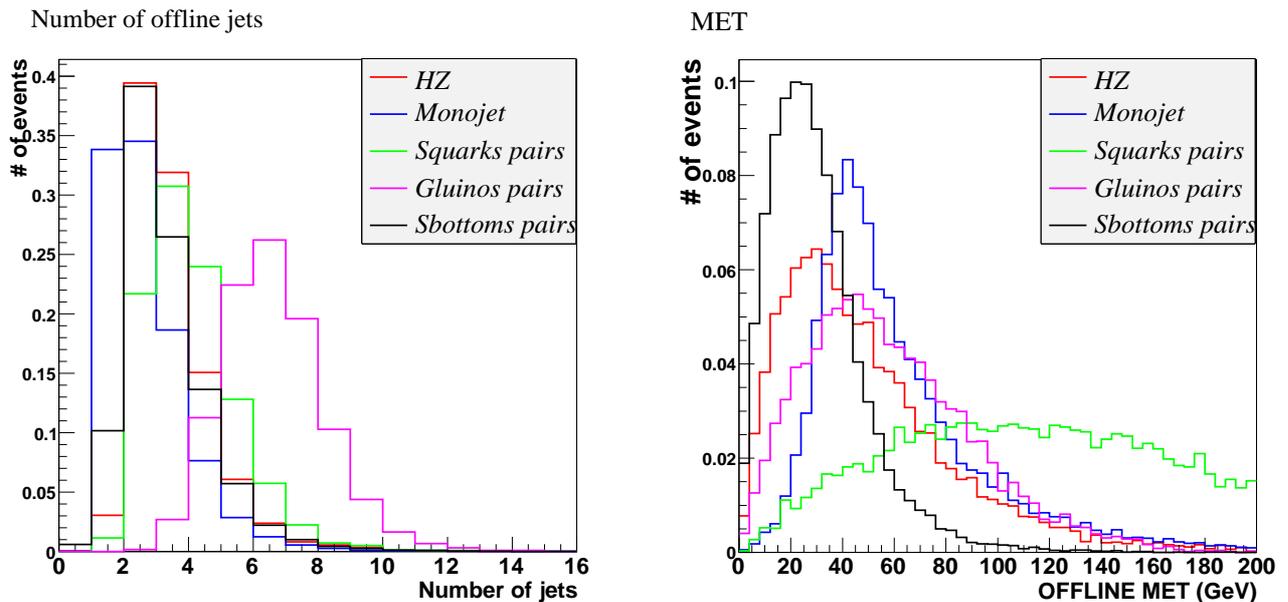


FIG. 5.1 – Distributions du nombre de jets (à gauche) et de l’énergie transverse manquante (à droite) pour les signaux décrits dans la section 5.2.1.

Tous ces signaux Monte Carlo ont été générés à l’aide de PYTHIA v6.323. Des événements  $ZB$  (voir 4.1.2) collectés avec le détecteur ont été superposés à la simulation afin de reproduire les effets de bruit ou d’interactions multiples. Le profil de luminosité de ces événements correspond au profil moyen des données du *Run IIa*.

La version finale n’étant pas disponible au moment de ces études, les jets sont corrigés d’une version préliminaire de l’échelle absolue d’énergie des jets [135] du *Run IIa*. Ces corrections sont propagées à l’énergie transverse manquante.

<sup>4</sup>partenaires supersymétriques des gluons.

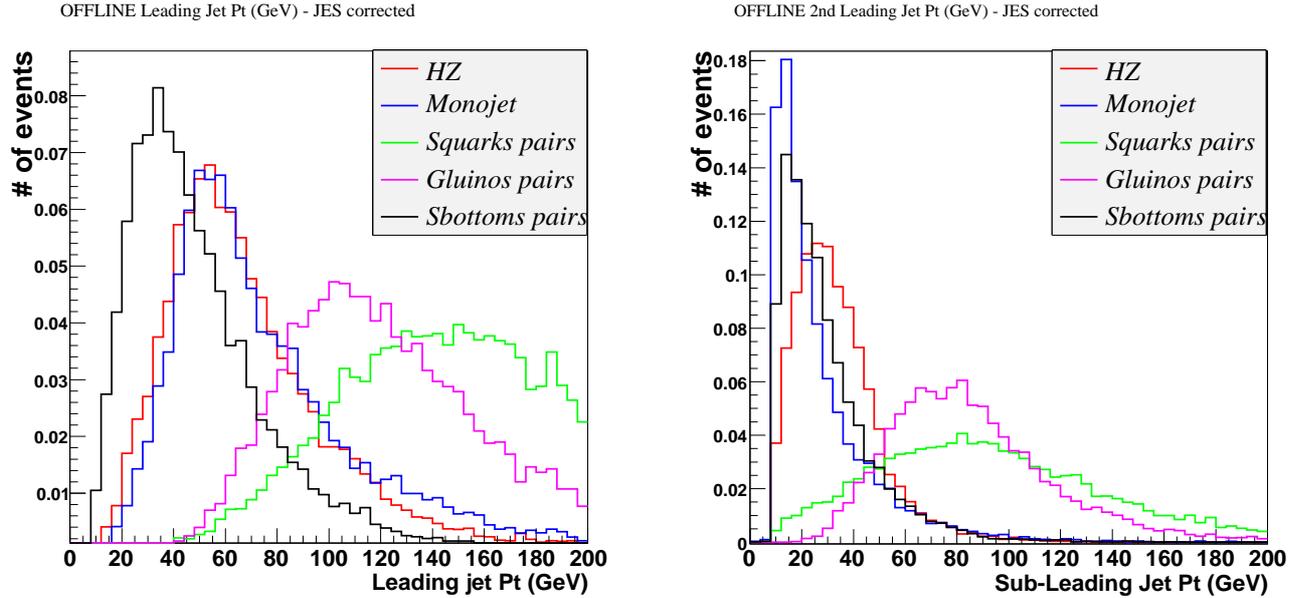


FIG. 5.2 – Distributions du jet de plus grand  $p_T$  (à gauche) ainsi que du second jet de plus grand  $p_T$  (à droite) pour tous les signaux décrits dans la section 5.2.1, après corrections d'échelle absolue d'énergie des jets.

## 5.2.2 Outils

La philosophie de la conception d'une condition de déclenchement repose sur un équilibre : il faut être capable à la fois de retenir le plus d'événements pour le signal recherché tout en restant dans les limites imposées par la bande passante disponible pour l'ensemble du programme de physique. Il faut donc arriver à trouver le meilleur compromis entre efficacité de signal d'un côté et taux de déclenchement de l'autre. Cela implique d'exploiter toutes les capacités des trois niveaux de déclenchement afin de construire des variables ou combinaisons de variables susceptibles de discriminer fortement le signal et le fond QCD, dominant à ce niveau de la sélection.

La collaboration DØ a mis au point des outils afin de confectionner, optimiser et tester de nouvelles conditions de déclenchement, d'en mesurer les efficacités ainsi que leurs impacts sur les taux de déclenchement. Ils seront brièvement décrits dans ce qui suit. Les variables utilisées aux trois niveaux de sélection seront également détaillées.

### a) Mesure de l'efficacité

L'estimation de l'efficacité s'effectue à l'aide de simulations Monte Carlo des signaux désirés et du programme `d0trigsim` [136]. Ce dernier permet de simuler la réponse du système de déclenchement et de tester de façon très simple des nouvelles conditions de déclenchement. Le Niveau 1 est entièrement simulé alors que les algorithmes utilisés aux Niveaux 2 et 3 sont les mêmes que ceux qui sont exécutés *en ligne* lors de la prise de données.

Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la simulation du détecteur DØ est imparfaite. Aussi bonne que soit l'émulation proposée par `d0trigsim`, les efficacités obtenues seront sur-estimées car les informations dont il se sert (dépôt d'énergie dans les tours calorimétriques, ...) ne reproduisent pas le comportement observé dans les données. Dans la pratique, si l'échelle absolue d'efficacité estimée par `d0trigsim` n'est pas correcte, on s'attend tout de même à ce que la prédiction des gains relatifs en terme d'efficacité et de rejection soit correcte. La mesure de l'efficacité absolue sera l'objet de la deuxième partie de ce chapitre.

Dans cette étude, les définitions d'efficacités suivantes seront utilisées :

- *efficacités absolues* :
  - efficacité au Niveau 1 = nombre d'événements qui passent le N1 / X
  - efficacité au Niveau 2 = nombre d'événements qui passent le N1 et le N2 / X
  - efficacité au Niveau 3 = nombre d'événements qui passent le N1, le N2 et le N3 / X
 où X est le nombre d'événements générés.
- *efficacités relatives* : une condition est rajoutée au numérateur et au dénominateur des définitions précédentes : les événements doivent également passer une série de coupures de pré-sélection (au niveau reconstruit).

C'est à partir de cette dernière définition que seront prises les décisions concernant la conception des conditions de déclenchement. En effet, les coupures de pré-sélection appliquées sont les coupures minimales employées dans les différentes analyses. Il n'est donc pas nécessaire d'optimiser la sélection *en ligne* du signal pour des événements qui seront de toute façon éliminés par les premières coupures de l'analyse.

Les coupures suivantes ont été appliquées aux signaux décrits plus haut. Elles sont inspirées des publications et ont été discutées avec les groupes de physique concernés :

- **Analyse ZH** :
  - $|\eta_{det}(\text{jet1})| < 2.5$ ,  $|\eta_{det}(\text{jet2})| < 2.5$
  - $p_T(\text{jet1}) > 20$  GeV,  $p_T(\text{jet2}) > 20$  GeV
  - $\cancel{E}_T > 40$  GeV,  $\cancel{H}_T > 40$  GeV
  - $\Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2}) < 165^\circ$ ,  $\Delta\phi_{min}(\text{jets}, \cancel{E}_T) > 30^\circ$
- **Analyse Sbottoms** :
  - $|\eta_{det}(\text{jet1})| < 2.5$ ,  $|\eta_{det}(\text{jet2})| < 2.5$
  - $p_T(\text{jet1}) > 40$  GeV,  $p_T(\text{jet2}) > 15$  GeV,  $\cancel{E}_T > 60$  GeV
  - $\Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2}) < 165^\circ$ ,  $\Delta\phi_{min}(\text{jets}, \cancel{E}_T) > 30^\circ$
- **Analyse Squarks** :
  - $p_T(\text{jet1}) > 60$  GeV,  $p_T(\text{jet2}) > 40$  GeV,  $\cancel{E}_T > 60$  GeV
  - $\Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2}) < 165^\circ$ ,  $\Delta\phi_{min}(\text{jets}, \cancel{E}_T) > 30^\circ$
- **Analyse Gluinos** :
  - $p_T(\text{jet1}) > 60$  GeV,  $p_T(\text{jet2}) > 40$  GeV,  $p_T(\text{jet3}) > 30$  GeV
  - $\cancel{E}_T > 75$  GeV,  $H_T > 225$  GeV
- **Analyse Monojet** :
  - $|\eta_{det}(\text{jet1})| < 1$
  - $p_T(\text{jet1}) > 100$  GeV,  $\cancel{E}_T > 60$  GeV

où :

- $\cancel{E}_T$  est l'énergie transverse manquante aussi appelée *METBCorrCalo* (voir section 3.2.4 d)),
- $\cancel{H}_T = \left| \sum_{\text{jets}} \vec{p}_T \right|$
- la variable  $\Delta\phi_{min}(\text{jets}, \cancel{E}_T)$  calcule la différence d'angle azimuthal minimale  $\Delta\phi_{min}$  entre tous les jets de l'événement (avec  $p_T > 15$  GeV) et l'énergie transverse manquante.

## b) Mesure du taux de déclenchement

Un outil a été développé pour prédire l'estimation des taux d'acquisition : `trigger_rate_tool` [141]. Il permet de prévoir le taux de déclenchement propre à chacune des conditions de déclenche-

ment d'une liste ainsi que le taux total de toutes les conditions, en prenant en compte leurs recouvrements respectifs.

Notons ici que les conditions de déclenchement sont conçues pour fonctionner jusqu'à une certaine valeur de luminosité instantanée, sans dépasser les contraintes imposées par la bande passante disponible. Des prises de données spéciales sont utilisées à cette fin. Dans le cadre de notre étude, la prise de données spéciale n°224458 a été employée. Lors de celle-ci, les conditions de N1 et N2 étaient activées, le N3 consistant à enregistrer 10% des données se présentant. On s'assure ainsi de ne pas biaiser les estimations futures. Sa luminosité instantanée était de  $161.36 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  au début de la prise de données et de  $152.70 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  à la fin. A partir de ces données, `trigger_rate_tool` est capable de construire n'importe quel nouveau terme de déclenchement et d'estimer sa consommation en taux à la luminosité instantanée du *run*. L'estimation du taux de déclenchement à la luminosité souhaitée ( $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  dans notre analyse) est obtenue par extrapolation linéaire à l'aide de `trigger_rate_tool`. Il est important de garder à l'esprit que si les taux ne sont pas linéaires en fonction de la luminosité instantanée, notre estimation sera biaisée. Les figures 5.3 et 5.4 montrent une comparaison entre l'extrapolation de `trigger_rate_tool` et un ajustement direct sur les données pour deux conditions de déclenchement, MJ\_ACO\_MHT\_HT et JT2\_ACO\_MHT\_HT respectivement. Alors que les deux méthodes sont en très bon accord pour le premier cité (voir figure 5.3), le second, dédié aux topologies multijets, montre un comportement fortement non-linéaire (voir figure 5.4). La prédiction des taux pour ce type de conditions de déclenchement sera donc sous-estimée.

Deux définitions de taux de déclenchement seront utilisées dans le travail présenté :

- les taux dits *inclusifs*, calculés à partir du nombre d'événements qui passent une condition de déclenchement spécifique, sans se soucier qu'une autre condition présente dans la même liste ait pu également être déclenchée par ces événements.
- les taux dits *exclusifs*, calculés à partir du nombre d'événements qui passent une condition de déclenchement spécifique et uniquement celle-là parmi toutes les conditions présentes dans la liste.

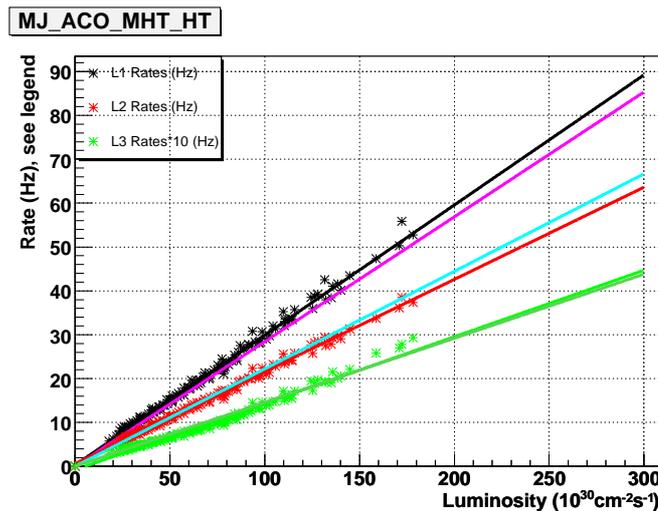


FIG. 5.3 – Comparaison entre les taux de déclenchement *en ligne* (pour les prises de données n°224632 à 225852) et l'estimation par `trigger_rate_tool` (à partir de la prise de donnée spéciale n°224458) en fonction de la luminosité instantanée pour la condition de déclenchement MJ\_ACO\_MHT\_HT. Les taux *en ligne* (resp. estimés par `trigger_rate_tool`) pour le Niveau 1 sont représentés par les points noirs (resp. la ligne magenta), le Niveau 2 par les points rouges (resp. la ligne bleue), le Niveau 3 par les points verts clairs (resp. la ligne verte foncée). Des paramétrisations linéaires sont superposées sur la mesure des taux *en ligne*. Les taux au Niveau 3 sont ici multipliés par 10 afin de pouvoir être visualisés sur la même figure que les taux aux Niveaux 1 et 2.

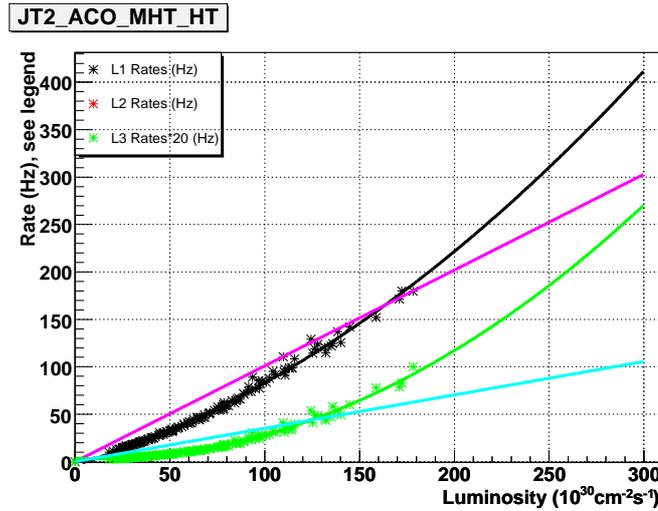


FIG. 5.4 – Comparaison entre les taux de déclenchement *en ligne* (pour les prises de données n°224632 à 225852) et l'estimation par `trigger_rate_tool` (à partir de la prise de donnée spéciale n°224458) en fonction de la luminosité instantanée pour la condition de déclenchement JT2\_ACO\_MHT\_HT. Les taux *en ligne* (resp. estimés par `trigger_rate_tool`) pour le Niveau 1 sont représentés par les points noirs (resp. la ligne magenta), le Niveau 3 par les points verts clairs (resp. la ligne bleue). Des paramétrisations polynomiales sont superposées sur la mesure des taux *en ligne*. Les taux au Niveau 3 sont ici multipliés par 20 afin de pouvoir être visualisés sur la même figure que les taux aux Niveaux 1 et 2.

Sauf mention contraire, tous les taux de déclenchement évoqués dans notre étude seront donnés à une luminosité instantanée de  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

### c) Variables utilisées

Comme il a été dit précédemment (voir section 2.3.8), le système de déclenchement de  $D\bar{O}$  possède trois niveaux afin de sélectionner *en ligne* les événements. La complexité des variables qu'il est possible d'utiliser augmente avec le niveau.

#### Filtres au Niveau 1

Le Niveau 1 recherche les dépôts d'énergie dans les 1280 tours calorimétriques ( $TT$ <sup>5</sup>), correspondant à l'ensemble des tours électromagnétiques et hadroniques fines. L'algorithme dit de "fenêtre glissante" [78], décrit dans la section 2.3.8, est ensuite utilisé pour reconstruire les objets de base (jets, électrons, taus, ...) et déterminer leur nombre ou leur énergie transverse  $E_T$ . En outre, une des nouveautés du *Run IIb* est de pouvoir construire une énergie transverse manquante au Niveau 1, définie comme la somme vectorielle des énergies transverses de toutes les  $TT$ .

Les variables suivantes peuvent finalement être utilisées au Niveau 1 pour sélectionner des événements intéressants :

- CSWMET(X) : cette condition est déclenchée si un événement a une énergie transverse manquante au N1 (aussi appelée *L1Cal2b MET*) au-dessus d'un seuil de X GeV. Pour plus de détails sur le calcul de L1Cal2b MET, le lecteur pourra se référer à [137, 138].
- CSWJT(N, X, Y) : cette condition est déclenchée si l'événement possède au moins N jet(s) avec une  $E_T$  supérieur à X GeV et  $|\eta| < Y$ .
- ACOKILL : un événement passe cette condition si toutes les paires de jets qui ont une  $E_T$  comprise entre 8 et 20 GeV ne sont pas dos-à-dos dans le plan  $r - \phi$ .

<sup>5</sup>pour *Trigger Tower* en anglais.

## Filtres au Niveau 2

Au Niveau 2, des algorithmes de reconstruction simplifiés sont utilisés pour limiter le temps de calcul. Les jets sont ainsi constitués à partir de  $5 \times 5$   $TT$ . Le barycentre des 25 tours définissant ces jets permet de déterminer les coordonnées  $\eta$  et  $\phi$ , en prenant comme origine le centre du détecteur. Les outils suivants peuvent alors être utilisés :

- L2JET( $N, X, Y$ ) : cette condition est déclenchée si un événement possède au moins  $N$  jets avec une  $E_T$  supérieure à  $X$  GeV et  $|\eta| < Y$ .
- L2MJT( $X$ ) : ce filtre construit la variable  $\cancel{H}_T$ , définie comme la somme vectorielle des impulsions transverses des jets. Un événement passe cette condition si  $\cancel{H}_T$  est au-dessus de  $X$  GeV. Seuls les jets avec  $E_T > 10$  GeV sont utilisés dans le calcul de  $\cancel{H}_T$ .
- L2HT( $X$ ) : cet outil calcule la variable  $H_T$ , définie comme la somme scalaire des impulsions transverses des jets. Si  $H_T$  est plus grande que  $X$ , l'événement passe cette condition. Seuls les jets avec  $E_T > 6$  GeV et  $|\eta| < 2.6$  sont utilisés dans le calcul de  $H_T$ .
- L2ACOP( $X$ ) : cet outil calcule la différence d'angle azimutal  $\Delta\phi$  entre les deux jets de plus grande impulsion transverse. Si  $\Delta\phi$  est plus petit que  $X$ , l'événement passe. Seuls les jets avec  $E_T > 5$  GeV sont utilisés.

## Filtres au Niveau 3

Les jets au Niveau 3 utilisés dans nos études sont reconstruits à l'aide d'un algorithme de cône simple de rayon 0.5. Contrairement aux N1 et N2, les cellules du calorimètre sont utilisées pour la reconstruction en lieu et place des  $TT$ . Les informations envoyées par le trajectographe interne permettent de calculer la position du vertex primaire à partir duquel sont déterminées les coordonnées  $\eta$  et  $\phi$  des jets. Le seuil de reconstruction des jets au Niveau 3 est fixé à 9 GeV et l'acceptance maximale en  $|\eta_{det}|$  est  $3.6^\circ$ . En outre, les jets dont la fraction d'énergie dans les parties bruyantes du calorimètre est trop élevée sont retirés [139, 140].

Les filtres suivants sont disponibles pour concevoir le Niveau 3 :

- L3FJet( $N, X, Y$ ) : similaire à L2JET( $N, X, Y$ ) mais avec des jets au N3.
- L3FHt( $X$ ) : similaire à L2HT( $X$ ) mais avec un calcul de  $H_T$  à l'aide des jets au L3 qui ont  $E_T > 9$  GeV.
- L3MHt( $X$ ) : similaire à L2MJT( $X$ ) mais avec un calcul de  $\cancel{H}_T$  à l'aide des jets au L3 qui ont  $E_T > 9$  GeV.
- L3FMEt( $X$ ) : cet outil calcule l'énergie transverse manquante au N3 comme la somme vectorielle de toutes les cellules. La partie hadronique grossière du calorimètre n'est pas prise en compte, de même que les cellules au-delà de  $|\eta|=3.7$ . L'algorithme de suppression des cellules chaudes NADA est appliqué, mais pas T42 (voir section 3.2.4).
- L3FJAcop( $X$ ) : similaire à L2ACOP( $X$ ) mais avec des jets au N3 qui ont  $E_T > 9$  GeV. Si l'événement n'a qu'un seul jet, il passe cette condition. Cette disposition avait été ajoutée au moment où les conditions de déclenchement monojet et dijet étaient communes.
- L3FAngleMhtJet( $X, min, max$ ) : si  $\cancel{H}_T > X$ , ce filtre calcule la différence d'angle minimale et maximale  $\Delta\phi$  entre tous les jets et  $\cancel{H}_T$ . Un événement passe si  $\Delta\phi_{min} > min$  et  $\Delta\phi_{max} < max$ . Si l'événement ne possède qu'un seul jet, il passe cette condition.

### 5.2.3 Présentation des conditions de déclenchement pour le *Run IIb*

Comme il a été dit précédemment (voir 5.1), trois conditions de déclenchement spécifiques aux signaux jets+ $\cancel{E}_T$  ont été proposées pour le *Run IIb*, correspondant aux topologies monojet, dijet et multijet +  $\cancel{E}_T$ . Avant notre travail, les Niveaux 1 et 2 avaient été optimisés pour les

<sup>6</sup>De tels jets sont dénotés *SC5JET\_9\_PV3* dans  $D\bar{O}$ , PV3 signifiant que seules les traces avec  $E_T > 3$  GeV sont utilisées pour reconstruire le vertex primaire.

nouvelles conditions de luminosité [132], mais le Niveau 3 provenait toujours de la liste v14. Ces nouvelles conditions ont été implémentées dans la liste v15.00. La table 5.2 résume la configuration de ces trois conditions. Au Niveau 1, la condition dijet est construit à l'aide d'un "OU" logique (dit aussi *ORing*) entre les conditions de Niveau 1 des conditions dijet, monojet et multijet. Comme nous allons le voir, ce *ORing* joue un rôle crucial dans le maintien de l'efficacité de signal à haute luminosité instantanée.

Monojet	
N1	CSWMET(24) x CSWJT(1,30,3.2)
N2	L2JET(1,35,2.4) x L2MJT(25)
N3	L3FHt(50)xL3MHt(30)xL3FJAcop(170)xL3FAngleMHtJet(30,25,180)xL3FJet(1,9,3.6)
Multijet	
N1	CSWJT(1,30,2.4) x CSWJT(2,15,2.4) x CSWJT(3,8,3.2)
N2	L2JET(1,30,2.6) x L2JET(2,15,2.6) x L2JET(3,8,3.2) x L2HT(75) x L2MJT(10)
N3	L3FHt(125) x L3MHt(25) x L3FJet(3,20,3.6)
Dijet	
N1	CSWMET(24) x CSWJT(1,20,2.4) x CSWJT(2,8,2.4) x ACOKILL OU N1 Monojet OU N1 Multijet
N2	L2JET(1,20,2.4) x L2MJT(20) x L2HT(6,35,2.6) x L2ACOP(168.75)
N3	<b>identique à celles du Monojet</b>

TAB. 5.2 – Description des trois conditions de déclenchement pour les topologies à jet +  $\cancel{E}_T$ . "x" signifie ici un "ET" logique.

En effet, le terme ACOKILL, particulièrement efficace contre le bruit de fond QCD, est présent dans les conditions de Niveau 1 dijet. Ce terme est très sensible au nombre de jets qui entrent dans son calcul et pourrait être problématique à très haute luminosité. Pour évaluer l'effet de ACOKILL sur l'efficacité de signal en fonction de l'évolution de la luminosité instantanée, deux lots HZ ont été générés :

- un auquel a été superposé des événements *ZB* correspondants à des prises de données dont la luminosité instantanée était plus petite que  $15 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
- un autre auquel a été superposé des événements *ZB* correspondants à des prises de données dont la luminosité instantanée était comprise entre 90 et  $150 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Les résultats d'efficacité obtenues sur ces deux lots sont résumés dans le tableau 5.3. La différence d'efficacité relative entre les deux échantillons est d'environ 2% si on ne prend en compte que les conditions dijet pures (sans le *ORing*). Cette perte d'efficacité pourrait se révéler bien plus importante encore à  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Qualitativement, elle peut s'interpréter par le fait que plus la luminosité instantanée croît, plus le nombre de jets qui entrent dans le calcul d'ACOKILL est important, et plus la probabilité d'en avoir deux dos-à-dos augmente. Cependant, si l'on compare maintenant les efficacités relatives en utilisant le *ORing*, les deux lots donnent des chiffres similaires, validant ainsi l'approche du *ORing*.

Pour des raisons techniques, toutes les conditions de ce dernier ne sont pas regroupées dans une unique condition de déclenchement. D'un point de vue pratique, il faut demander le "OU" logique entre trois conditions (MJ\_ACO\_MHT\_HT, JT1\_ACO\_MHT\_HT et JT2\_ACO\_MHT\_HT) ayant un Niveau 1 différent mais des Niveaux 2 et 3 communs pour reconstituer le *ORing* souhaité au Niveau 1. La table 5.4 résume les noms des différentes conditions de déclenchement.

Les estimations d'efficacité des Niveaux 1 et 2 obtenues à l'aide de `d0trigsim` pour tous les signaux considérés dans cette analyse sont résumées dans les tableaux 5.5 et 5.6, respectivement. Les taux inclusifs des conditions de déclenchement correspondants (DIJET, MONOJET, MULTIJET) y sont également reportés.

	Lot HZ à basse luminosité	Lot HZ à haute luminosité
DIJET	61.0± 0.5	59.7± 0.5
OR	75.6± 0.5	76.6± 0.5
DIJET	88.9± 0.5	87.0± 0.6
OR	94.9± 0.4	94.4± 0.4

TAB. 5.3 – Comparaison des efficacités au Niveau 1 (en %) entre un lot HZ à basse et à haute luminosité. La ligne DIJET réfère aux conditions dijet seules (sans le *ORing*). La ligne OR prends en compte le Niveau 1 complet, avec *ORing*. Les deux premières lignes sont des efficacités absolues, les deux dernières, des efficacités relatives.

MJ_ACO_MHT_HT (MONOJET, pour ORing DIJET)	
N1	MONOJET
N2	MONOJET OU DIJET
N3	MONOJET = DIJET
JT1_ACO_MHT_HT (DIJET)	
N1	DIJET seul (sans ORing avec N1 MONOJET et N1 MULTIJET)
N2	DIJET
N3	DIJET
JT2_ACO_MHT_HT (MULTIJET, pour ORing DIJET)	
N1	MULTIJET
N2	DIJET OU MULTIJET
N3	DIJET
JT2_MHT25_HT (MULTIJET)	
N1	MULTIJET
N2	MULTIJET OU DIJET
N3	MULTIJET

TAB. 5.4 – Noms des conditions de déclenchement sur les topologies à jets+ $\cancel{E}_T$  dans la version v15.00. La condition spécifique aux signaux multijet+ $\cancel{E}_T$  est JT2\_MHT25\_HT. La condition spécifique aux signaux monojet+ $\cancel{E}_T$  est MJ\_ACO\_MHT\_HT. Ce dernier est également nécessaire pour la condition spécifique aux signaux dijet+ $\cancel{E}_T$ . En effet, afin de reconstituer le *ORing* au Niveau 1 pour la condition dijet, il faut demander un “OU” logique entre les 3 conditions : MJ\_ACO\_MHT\_HT “OU” JT1\_ACO\_MHT\_HT “OU” JT2\_ACO\_MHT\_HT. Ces conditions ont un Niveau 1 différent mais des Niveaux 2 et 3 communs.

Niveau 1			
	Taux (Hz)	Efficacité Absolue (%)	Efficacité Relative (%)
DIJET	379±3		
Signal HZ		75.9±0.5	94.6±0.4
Signal Sbottom		83.8±0.4	98.6±0.2
Signal Squark		98.8±0.1	99.9±0.1
MONOJET	86± 2		
Signal Monojet		81.0±0.4	99.5±0.2
MULTIJET	308± 3		
Signal Gluinos		99.1±0.1	99.8±0.1

TAB. 5.5 – Efficacités au Niveau 1 pour tous les signaux étudiés et taux d’acquisition inclusifs pour les conditions de déclenchement correspondantes. Les taux sont extrapolés à une luminosité de  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  à l’aide de `trigger_rate_tool` et de la prise de données spéciale n°224458.

Niveau 2			
	Taux (Hz)	Efficacité Absolue (%)	Efficacité Relative (%)
DIJET	121±2		
Signal HZ		68.1±0.5	94.2±0.4
Signal Sbottom		74.3±0.5	98.6±0.2
Signal Squark		90.±0.3	99.4±0.1
MONOJET	55± 1		
Signal Monojet		79.3±0.4	99.4±0.2
MULTIJET	210± 2		
Signal Gluinos		96.7±0.2	99.3±0.1

TAB. 5.6 – Efficacités au Niveau 2 pour tous les signaux étudiés et taux d’acquisition inclusifs pour les conditions de déclenchement correspondantes. Les taux sont extrapolés à une luminosité de  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  à l’aide de `trigger_rate_tool` et de la prise de données spéciale n°224458.

### 5.2.4 Conception du Niveau 3

Au printemps 2006, une réduction d'un facteur deux des taux acquisition (à  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) de l'ensemble de la liste v15.00 avait été demandée à tous les groupes de physique. L'effort devait être porté principalement sur le Niveau 3. L'optimisation de ce dernier pour les conditions de déclenchement spécifiques aux topologies jets +  $\cancel{E}_T$  a donc été guidée par cet objectif ambitieux, doublé de celui de garder des efficacités de signaux aussi élevées que possible. Tous les filtres décrits précédemment ont été testés et les seuils à appliquer furent fixés en exploitant toutes les informations contenues dans les deux distributions suivantes :

- efficacités et taux marginaux en fonction du seuil sur une condition. La mention "marginal" signifie que toutes les conditions, hormis celle étudiée, sont demandées.
- distributions marginales de la variable testée pour le signal (après les coupures de pré-selection) et les données (tirées de la prise de données spéciale).

De manière générale, l'idée qui a guidé l'optimisation du Niveau 3 était de rester au maximum sur les plateaux d'efficacités relatives lorsqu'un seuil devait être fixé. Ces efficacités sont en effet obtenues avec `d0trigsim` et sont sûrement trop optimistes.

#### a) Niveau 3 Dijet

Le signal HZ a été pris comme signal de référence pour l'optimisation des conditions dijet +  $\cancel{E}_T$  car la recherche d'un boson de Higgs de basse masse est un des objectifs prioritaires du *Run IIb*. Des distributions similaires à celles que nous allons montrer sont toutefois disponibles pour les signaux Sbottoms et Squarks dans l'Appendice A.

Les résultats obtenus avec la configuration v14 du Niveau 3 sont résumés dans le tableau 5.7. Le taux exclusif est d'environ 3 Hz et l'efficacité relative de 88%. Ce dernier chiffre est relativement faible, comparé notamment à l'efficacité au Niveau 2 (environ 94%, voir table 5.6). Nous nous sommes donc attachés à concevoir une combinaison de conditions au Niveau 3 permettant à la fois d'être 100% efficace par rapport au Niveau 2 tout en réduisant drastiquement les taux de déclenchement.

	Efficacité Relative au N3 (v14) (%)	Taux inclusifs (Hz)	Taux exclusifs (Hz)
DIJET		$6.9 \pm 0.4$	$3.3 \pm 0.3$
Signal HZ	$87.9 \pm 0.6$		
Signal Sbottoms	$88.0 \pm 0.8$		
Signal Squarks	$98.3 \pm 0.2$		
MONOJET		$3.5 \pm 0.3$	$0.2 \pm 0.1$
Monojet signal	$92.1 \pm 0.7$		
MULTIJET		$4.7 \pm 0.3$	$4.3 \pm 0.3$
Signal Gluinos	$97.4 \pm 0.3$		

TAB. 5.7 – Efficacités relatives au Niveau 3 pour tous les signaux étudiés et taux d'acquisition pour les conditions de déclenchement correspondantes. Les conditions de Niveau 3 sont celles de la liste v14. Les taux sont extrapolés à une luminosité de  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  à l'aide de `trigger_rate_tool` et de la prise de données spéciales n°224458. Les taux exclusifs sont calculés entre les conditions jets+ $\cancel{E}_T$  uniquement.

#### Conception nominale

Dans la liste v14, les conditions de Niveau 3 étaient communes aux topologies monojet et dijet. Ces conditions étant désormais distinctes pour le *Run IIb*, la demande d'un minimum d'un jet au Niveau 3 est obsolète. La première étape a donc été de demander au moins deux jets au Niveau 3. Ceci permet de réduire les taux d'environ 1 Hz tout en affectant très peu le

signal. La seconde étape a été de revisiter les seuils sur les coupures déjà existantes dans la liste v14 sur l'angle minimum  $\Delta\phi$  entre  $\cancel{E}_T$  et les jets, l'angle  $\Delta\phi$  entre les deux jets de plus grand  $p_T$ <sup>7</sup> ainsi que sur les variables  $H_T$  et  $\cancel{E}_T$ . Ces quantités sont représentées au Niveau 3 par les filtres L3FAngleMHtJet, L3JFACop, L3FMHt et L3FHt, respectivement.

Comme expliqué plus haut, ces études ont été effectuées en construisant des distributions marginales, i.e. après avoir demandé à ce que les événements passent les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les autres conditions hormis celle que nous voulons étudier. Les efficacités et taux sont ensuite calculés en fonction de la coupure sur la variable considérée.

Comme le montrent les figures 5.5 et 5.6, les filtres L3JFACop et L3FAngleMHtJet sont particulièrement efficaces pour diminuer les taux. Le bruit de fond principal étant causé par des événements dijet dos-à-dos, on comprend très bien que demander une coupure en  $\Delta\phi$  (jet 1, jet 2) inférieure à  $170^\circ$  réduise fortement l'occurrence de tels événements. En outre, ces derniers possèdent de l'énergie transverse manquante créée par la mauvaise mesure de l'énergie des jets. On s'attend ainsi que cette  $\cancel{E}_T$  soit alignée dans la direction d'un des jets. Il n'est pas alors étonnant non plus qu'une coupure sévère sur l'angle minimal entre  $\cancel{E}_T$  et les jets soit très efficace pour réduire les taux. Toutefois, augmenter de manière significative les seuils existants sur ces quantités serait trop risqué en termes d'efficacité. Il a donc été décidé de ne pas les modifier.

Une dernière contrainte s'est ajoutée à la conception de ce Niveau 3. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, une coupure très sévère est appliquée sur l'énergie transverse manquante dans l'analyse ( $\cancel{E}_T > 50$  GeV), motivée par une réduction très importante du fond QCD. Cette coupure affecte significativement le signal HZ et une réduction à 40 GeV est sérieusement envisagée dans le futur. Cela n'est possible que si les conditions de déclenchement sont assez lâches. Rappelons ici qu'il n'y a pas d'échelle d'énergie des jets au niveau du système de déclenchement et que la coupure à 30 GeV en  $\cancel{E}_T$  au Niveau 3 correspond en fait à 40-45 GeV au niveau reconstruit dans l'analyse. Afin de permettre cette augmentation de sensibilité de l'analyse dans le futur, le seuil en  $\cancel{E}_T$  au Niveau 3 a été abaissé à 25 GeV (voir figure 5.7).

Tous les ajustements effectués jusqu'ici, hormis la demande d'au moins deux jets, n'ont eu pour but que de préserver le signal, voire d'en augmenter l'efficacité de sélection. A ce stade de la conception, les taux de déclenchement obtenus étaient bien trop hauts et la seule manière de les réduire fortement sans toucher au signal a été d'introduire une coupure sur l'énergie transverse manquante au Niveau 3. Comme le montre la figure 5.8, un seuil fixé à 25 GeV permet d'obtenir l'effet escompté. Après ceci, la coupure en  $H_T$  n'était plus d'aucune utilité, ne pouvant réduire les taux de manière significative sans toucher aussi au signal. Elle a été purement et simplement enlevée (voir figure 5.9). Pour la même raison, aucune coupure n'est appliquée sur le jet de plus grand  $p_T$  (voir figure 5.10).

Finalement, le choix optimal pour le Niveau 3 dijet est :

$$\text{L3FJet}(2,9,3.6) \times \text{L3MHt}(25) \times \text{L3JFACop}(170) \times \text{L3FAngleMHtJet}(25,25,180) \times \text{L3FMEt}(25)$$

Ces nouvelles conditions permettent de gagner 3% d'efficacité de signal par rapport au précédent Niveau 3, tout en réduisant le taux de déclenchement d'environ 45%. Tous ces résultats sont résumés dans le tableau 5.9, à la fin de cette section.

<sup>7</sup>Cette variable sera aussi appelée "acoplanarité" dans la suite.

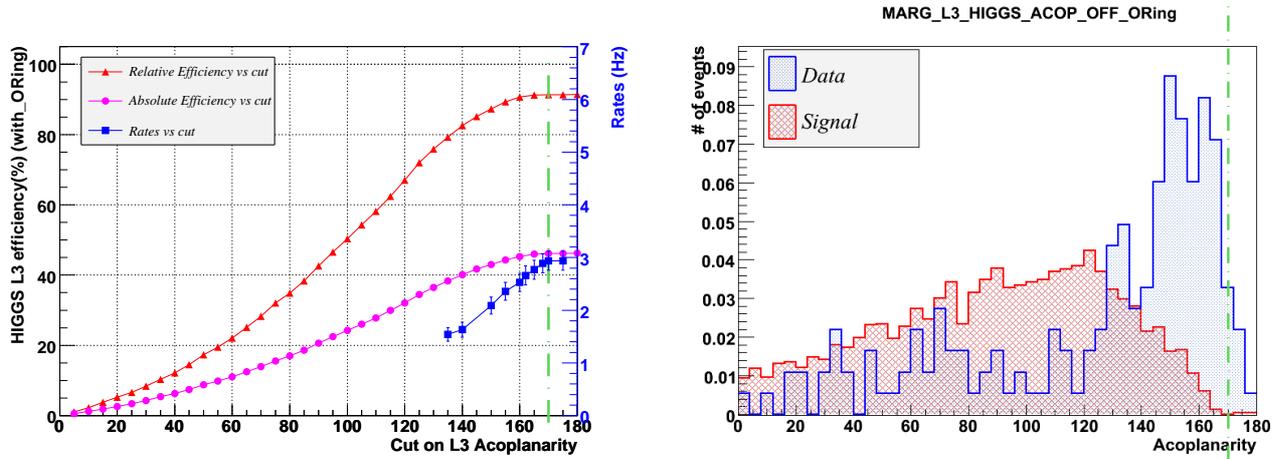


FIG. 5.5 – HIGGS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3Acop après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3Acop (à gauche). Distributions marginales de L3Acop (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure actuelle.

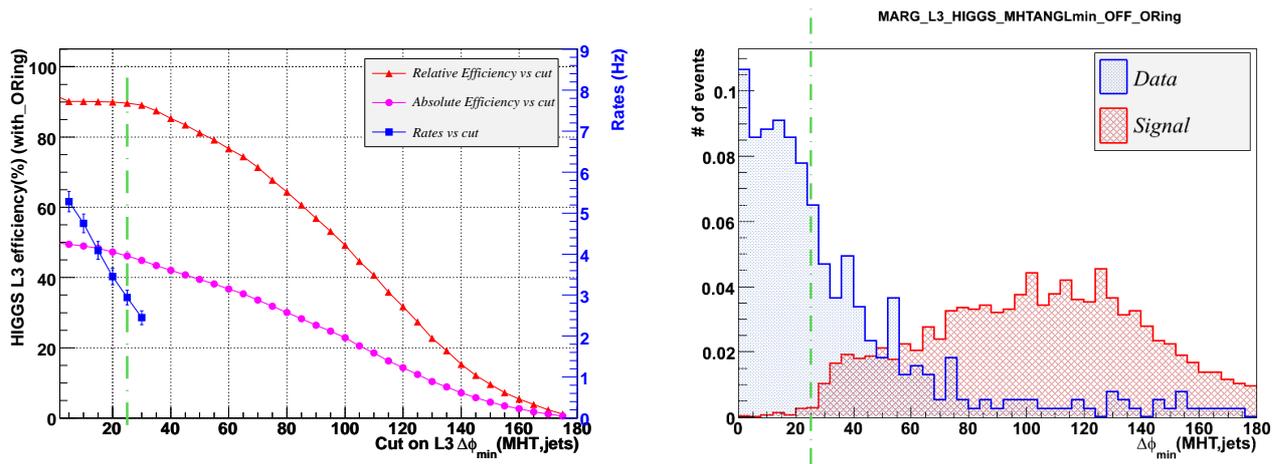


FIG. 5.6 – HIGGS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3FAngleMHTJet après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3FAngleMHTJet (à gauche). Distributions marginales de L3FAngleMHTJet (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure actuelle.

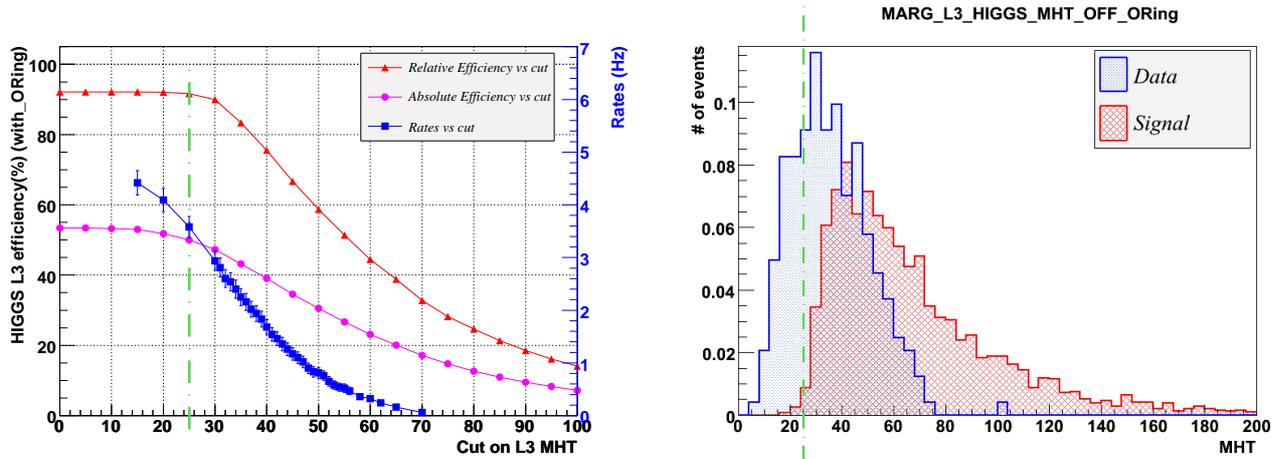


FIG. 5.7 – HIGGS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3MHT après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3MHT (à gauche). Distributions marginales de L3MHT (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure fixée.

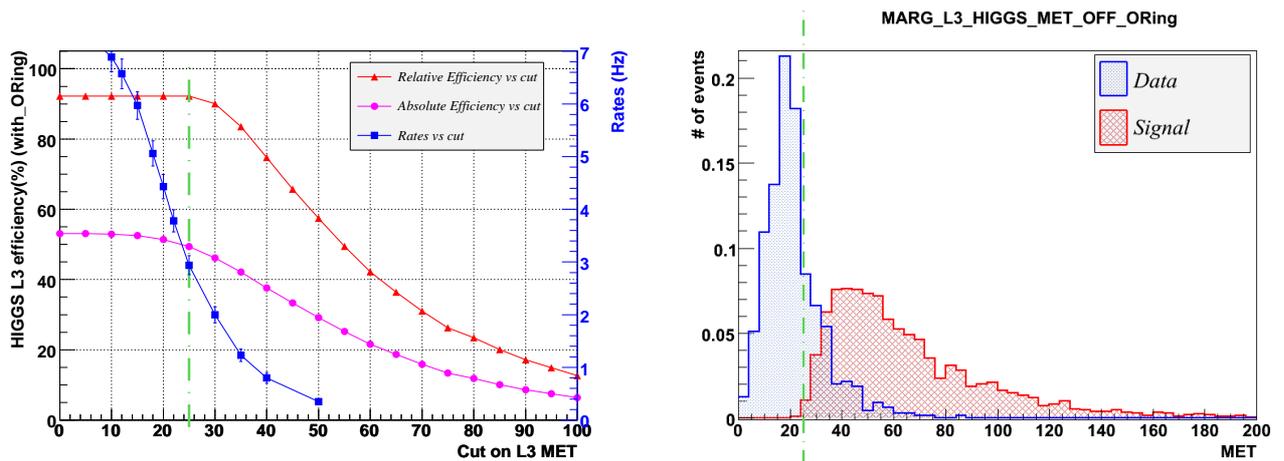


FIG. 5.8 – HIGGS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3MET après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 exceptée celle sur L3MET (à gauche). Distributions marginales de L3MET (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure fixée.

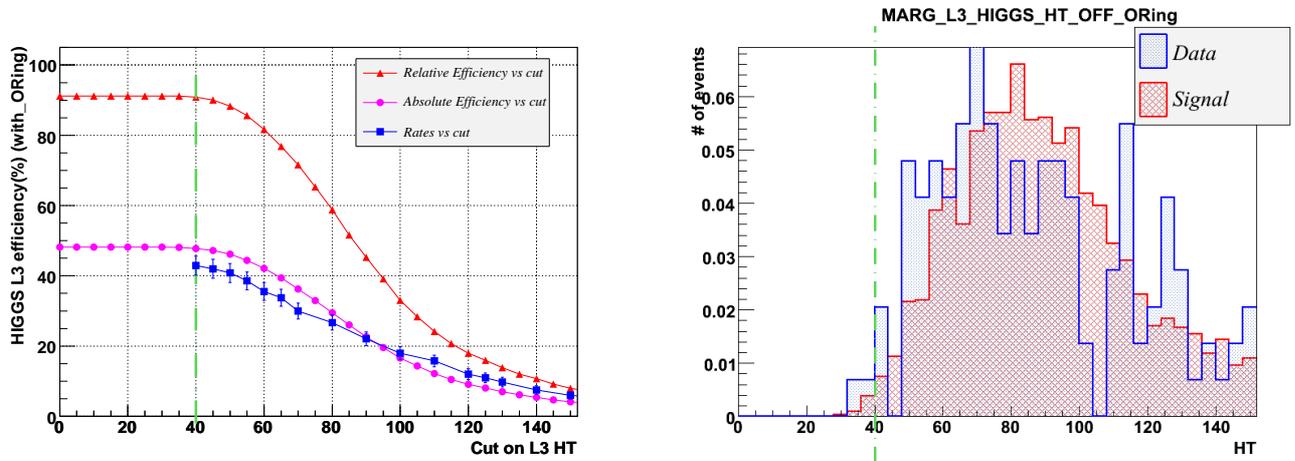


FIG. 5.9 – HIGGS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3HT après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 (à gauche). Distributions marginales de L3HT (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à une éventuelle coupure à 40 GeV.

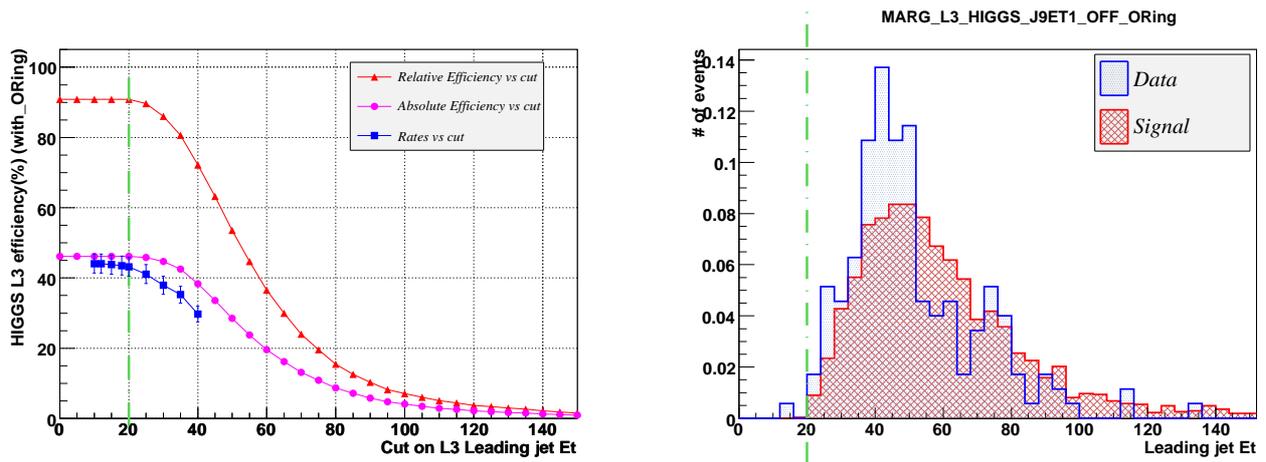


FIG. 5.10 – HIGGS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3FJet après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 (à gauche). Distributions marginales de L3FJet (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à une éventuelle coupure à 20 GeV.

### Conception alternative

Une condition sur la  $\cancel{E}_T$  au Niveau 3 n'avait encore jamais été utilisée dans la collaboration DØ. Au moment de l'optimisation du Niveau 3, la certitude de pouvoir correctement modéliser ce terme afin de mesurer l'efficacité absolue et de l'appliquer à la simulation n'était pas encore acquise. En outre, le comportement de la  $\cancel{E}_T$  au Niveau 3 n'était pas encore connu vis-à-vis des bruits ou des dysfonctionnements du calorimètre durant la prise de données. L'impact d'une cellule chaude du calorimètre sur cette quantité n'avait jamais été étudié par exemple. Tous ces aspects deviennent d'autant plus importants à mesure que la luminosité augmente. Toute création d'énergie transverse manquante artificielle par des bruits pourrait augmenter les taux de déclenchement, et même amener à désactiver cette condition de déclenchement. Cette dernière conséquence serait catastrophique dans le cadre de la recherche de phénomènes rares comme le boson de Higgs.

Une conception alternative pour le Niveau 3 dijet a donc été proposée en même temps. Sans possibilité d'utiliser la  $\cancel{E}_T$  au Niveau 3, la seule manière de respecter les objectifs de réduction des taux était de relever le seuil sur  $\cancel{H}_T$  à 35 GeV. Cependant, le prix à payer pour le signal est loin d'être négligeable puisqu'une perte de 5% d'efficacité est alors à déplorer par rapport au Niveau 3 de v14. En revanche, le taux de déclenchement est réduit d'environ 33%.

Ces conditions alternatives peuvent se résumer comme suit :

$$\text{L3FJet}(2,9,3.6) \times \text{L3Mht}(35) \times \text{L3FJAcop}(170) \times \text{L3FAngleMhtJet}(25,25,180)$$

### b) Niveau 3 Monojet

L'efficacité relative sur un signal monojet des conditions au Niveau 3 de v14, communes avec la topologie dijet, est d'environ 92% (voir le tableau 5.7). C'est encore une fois relativement bas en regard de celle du Niveau 2 (proche de 99%, voir le tableau 5.6). Les principales sources d'inefficacités proviennent des filtres L3FJAcop et surtout de L3FAngleMhtJet, comme le montrent les figures 5.11 et 5.12. Ces outils ne sont clairement pas adaptés à la topologie monojet +  $\cancel{E}_T$ . Ils permettent de réduire fortement les taux d'acquisition mais au prix d'une réduction franche de l'efficacité du signal. Il a été décidé de les enlever tous les deux et d'ainsi simplifier les conditions de déclenchement.

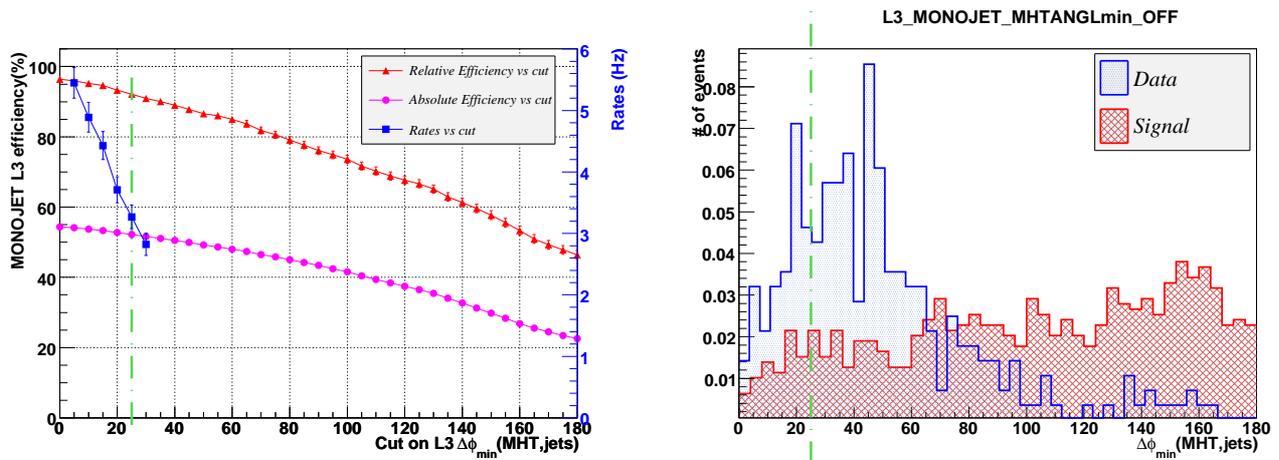


FIG. 5.11 – MONOJET : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d'une coupure sur L3FAngleMhtJet après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3FAngleMhtJet (à gauche). Distributions marginales de L3FAngleMhtJet (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure de v14.

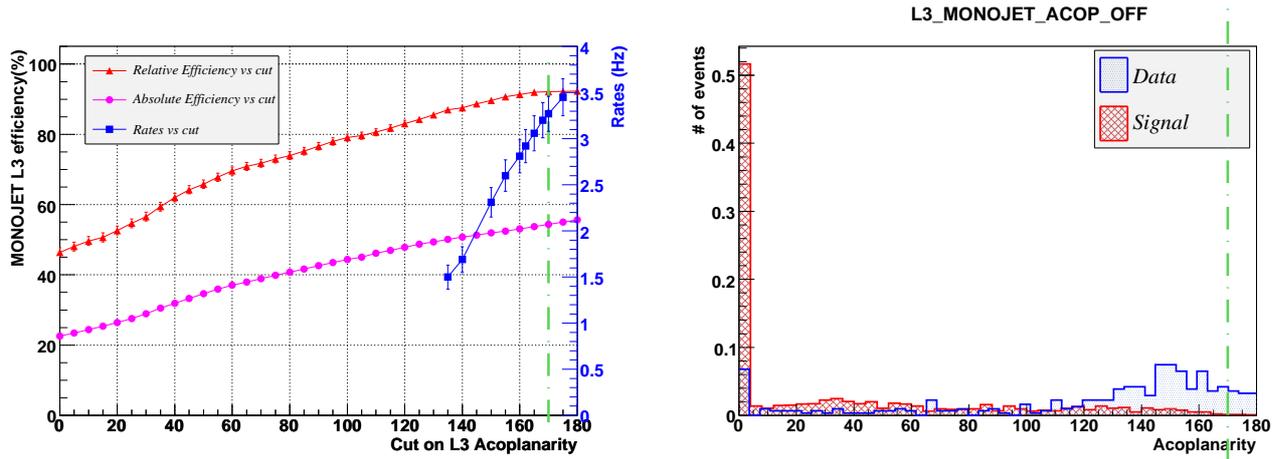


FIG. 5.12 – MONOJET : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3Acop après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3Acop (à gauche). Distributions marginales de L3Acop (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure de v14.

Une fois l’efficacité du signal restaurée, la seconde étape de cette conception a consisté à diminuer les taux. Pour ce signal possédant un unique jet de grande impulsion associé à une grande énergie transverse manquante, la solution optimale a été de relever les seuils sur  $H_T$  et  $H_T$  à 45 et 70 GeV, respectivement, au lieu de 30 et 50 précédemment (voir figures 5.13 et 5.14). Après ces ajustements, demander une coupure supplémentaire sur le jet de plus grand  $p_T$  n’apporte pas d’amélioration notable (voir figure 5.15).

Les nouvelles conditions du Niveau 3 monojet sont alors :

$$L3MHT(45) \times L3FHT(70) \times L3FJet(1,9,3.6)$$

Par rapport à la précédente, cette nouvelle combinaison permet de gagner 7% d’efficacité de signal tout en diminuant les taux d’un facteur deux environ.

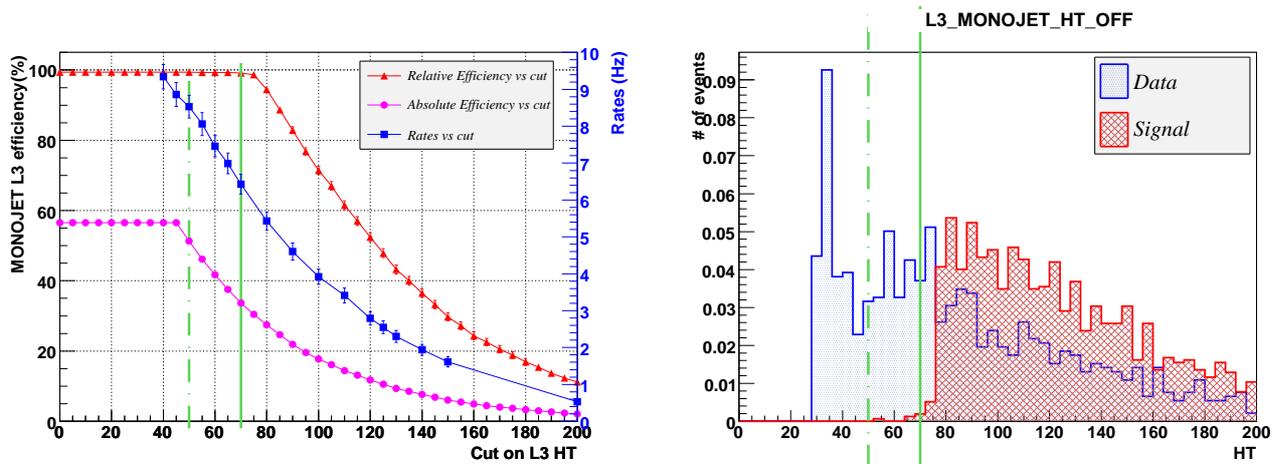


FIG. 5.13 – MONOJET : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3Ht après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3Ht (à gauche). Distributions marginales de L3Ht (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure de v14, la ligne en trait plein à la nouvelle coupure.

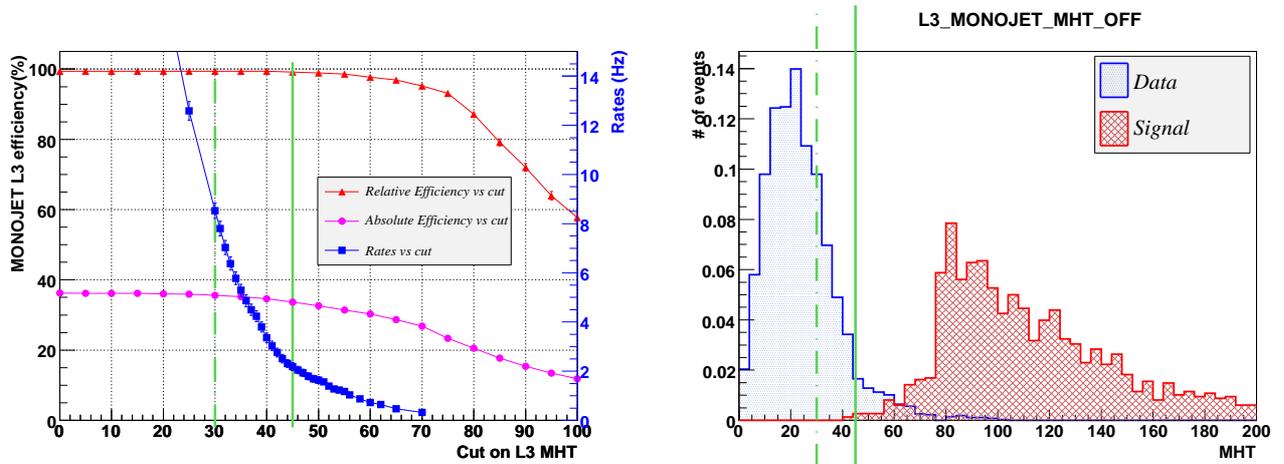


FIG. 5.14 – MONOJET : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3MHT après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3MHT (à gauche). Distributions marginales de L3MHT (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure de v14, la ligne en trait plein à la nouvelle coupure.

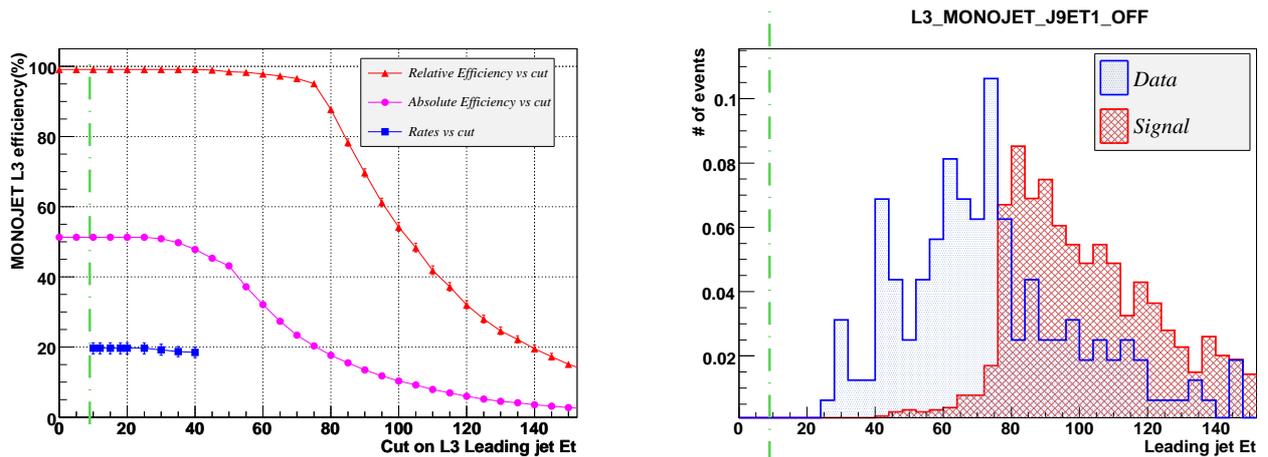


FIG. 5.15 – MONOJET : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3FJet après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 exceptée celle sur L3FJet (à gauche). Distributions marginales de L3FJet (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure par défaut à 9 GeV.

c) Niveau 3 Multijet

Les résultats obtenus pour le Niveau 3 multijet sont résumés dans le tableau 5.7. Tout comme pour la condition monojet, les seuils sur  $H_T$  (voir figure 5.16) et  $\#H_T$  (voir figure 5.17) ont été relevés à 140 et 40 GeV, respectivement (contre 125 et 25 précédemment). Cette nouvelle combinaison permet de réduire le taux de déclenchement de 60% tout en provoquant une perte acceptable d'efficacité sur le signal gluinos de 1%. Le nouveau Niveau 3 multijet est donc :

$$\text{L3FMHt}(40) \times \text{L3FHt}(140) \times \text{L3FJet}(3, 20, 3.6)$$

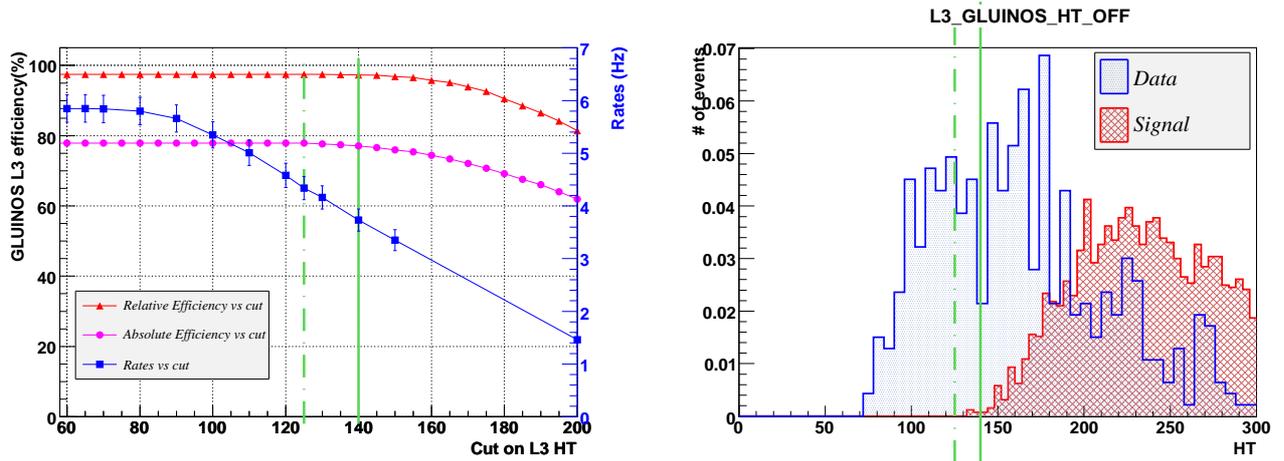


FIG. 5.16 – MULTIJET : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d'une coupure sur L3Ht après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3Ht (à gauche). Distributions marginales de L3Ht (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure de v14, la ligne en trait plein à la nouvelle coupure.

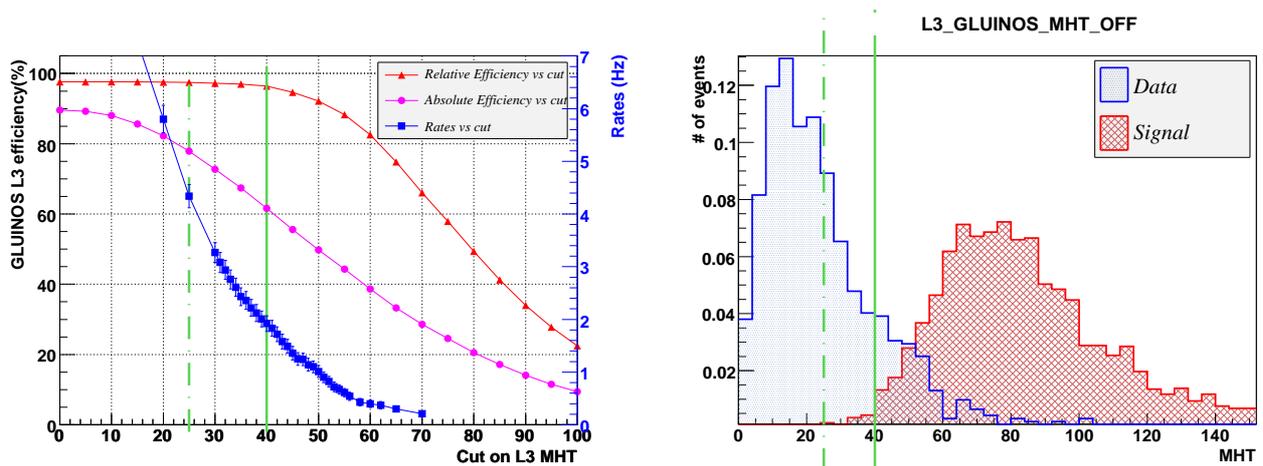


FIG. 5.17 – MULTIJET : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et taux (carrés bleus) en fonction d'une coupure sur L3Mht après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1 et 2 ainsi que toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3Mht (à gauche). Distributions marginales de L3Mht (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure de v14, la ligne en trait plein à la nouvelle coupure.

### 5.2.5 Résumé et résultats

Le Niveau 3 des conditions de déclenchement spécifiques aux topologies jets +  $\cancel{E}_T$  a été optimisé pour le *Run IIb*. Le tableau 5.8 résume l'ensemble des termes utilisés par ces conditions, à tous les niveaux du système de déclenchement. La comparaison des efficacités de signaux et des taux d'acquisition entre les anciennes et nouvelles conditions est montrée dans le tableau 5.9.

Une augmentation de l'efficacité de 3 à 7% a été obtenue pour tous les signaux dijet et monojet considérés pour une réduction des taux d'environ 45%. Cette diminution atteint 60% pour les conditions spécifiques aux topologies multijet au prix d'une légère baisse de 1% sur le signal gluinos. Ces nouvelles conditions ont été implémentées en Octobre 2006 dans la liste v15.20.

<b>DIJET avec <math>\cancel{E}_T</math></b>	
N1	CSWMET(24) x CSWJT(1,20,2.4) x CSWJT(2,8,2.4) x ACOKILL OU N1 MONOJET OU N1 MULTIJET
N2	L2JET(1,20,2.4) x L2MJT(20) x L2HT(6,35,2.6) x L2ACOP(168.75)
N3	L3FJet(2,9,3.6) x L3MHT(25) x L3FJAcop(170) x L3FAngleMhtJet(25,25,180) x L3FMEt(25)
<b>DIJET alternatif</b>	
N1	CSWMET(24) x CSWJT(1,20,2.4) x CSWJT(2,8,2.4) x ACOKILL OU N1 MONOJET OU N1 MULTIJET
N2	L2JET(1,20,2.4) x L2MJT(20) x L2HT(6,35,2.6) x L2ACOP(168.75)
N3	L3FJet(2,9,3.6) x L3Mht(35) x L3FJAcop(170) x L3FAngleMhtJet(35,25,180)
<b>MONOJET</b>	
N1	CSWMET(24) x CSWJT(1,30,3.2)
N2	L2JET(1,35,2.4) x L2MJT(25)
N3	L3Mht(45) x L3FHt(70) x L3FJet(1,9,3.6)
<b>MULTIJET</b>	
N1	CSWJT(1,30,2.4) x CSWJT(2,15,2.4) x CSWJT(3,8,3.2)
N2	L2JET(1,30,2.6) x L2JET(2,15,2.6) x L2JET(3,8,3.2) x L2HT(75) x L2MJT(10)
N3	L3Mht(40) x L3FHt(140) x L3FJet(3,20,3.6)

TAB. 5.8 – Description des termes de Niveau 1, 2 et 3 pour les conditions de déclenchement spécifiques aux topologies jets +  $\cancel{E}_T$  de la liste v15.20. Le Niveau 3 correspond aux nouvelles conditions établies lors de notre étude. “x” signifie ici un “ET” logique.

Dans cette liste, le *ORing* au Niveau 1 pour la condition dijet n'est pas implémenté dans une unique condition. Comme c'était le cas auparavant (dans la liste v15.00), il faut demander le “OU” logique entre trois conditions (MJ\_MET, JT1\_MET et JT2\_MET) afin de reconstituer le *ORing*. Ces trois conditions ont un Niveau 1 différent mais des Niveaux 2 et 3 communs. Ceci est également valable pour la condition dijet alternatif (avec JT1\_MHTACO, JT2\_MHTACO et MJ\_MHTACO) (voir le tableau 5.10).

A ce jour, la condition dijet utilisant un terme de  $\cancel{E}_T$  au niveau 3 a fonctionné normalement sans jamais être désactivée. Les premières prises de données utilisant les nouvelles conditions détaillées dans cette étude ont permis de confirmer une diminution des taux de l'ordre de 50%. La figure 5.18 montre une comparaison des taux pour la condition dijet entre des données prises avec les anciennes (liste v15.17) et les nouvelles (v15.20) conditions de déclenchement. Pour une luminosité instantanée de  $100 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , les taux au Niveau 3 sont passés de 1 à 0.5 Hz, en accord avec nos estimations (voir [144]).

	Taux (Hz)				Gain (%)	Efficacité Relative (%)		Gain (%)
	N3 v14		N3 v15.20			N3 v14	N3 v15.20	
	Inclusif	Exclusif	Inclusif	Exclusif				
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						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%
MULTIJET	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. 5.9 – Résumé des résultats. Efficacités relatives au Niveau 3 pour tous les signaux étudiés et taux d'acquisition pour les conditions de déclenchement correspondantes, pour les conditions de la liste v14 et de la liste v15.20. Les taux sont extrapolés à une luminosité de  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  à l'aide de `trigger_rate_tool` et de la prise de données spéciale n°224458. Les taux exclusifs sont calculés entre les conditions jets+ $\cancel{E}_T$  uniquement.

MJ_MHT_HT (MONOJET)	
L1	MONO
L2	MONO OU DIJET
L3	MONO

	JT1_MET (Part de DIJET avec $\cancel{E}_T$ au N3) :	JT1_MHTACO (Part de DIJET alternatif)
L1	DIJET seul (sans "OU L1_MONO OU L1_MULT")	
L2	DIJET	
L3	DIJET avec $\cancel{E}_T$	DIJET alternatif

	JT2_MET (Part de DIJET avec $\cancel{E}_T$ au N3)	JT2_MHTACO (Part de DIJET alternatif)
L1	MULTI	
L2	DIJET OU MULTI	
L3	DIJET avec $\cancel{E}_T$	DIJET alternatif

	MJ_MET (Part de DIJET avec $\cancel{E}_T$ au N3)	MJ_MHTACO (Part de DIJET alternatif)
L1	MONO	
L2	DIJET OU MONO	
L3	DIJET avec $\cancel{E}_T$	DIJET alternatif

JT2_MHT40_HT (MULTIJET)	
L1	MULTI
L2	MULTI OU DIJET OU xxx OU xxx
L3	MULTI

TAB. 5.10 – Description des conditions de déclenchement spécifiques aux topologies jets +  $\cancel{E}_T$  dans la liste v15.20. La condition spécifique aux signaux multijet+ $\cancel{E}_T$  est JT2\_MHT40\_HT. La condition spécifique aux signaux monojet+ $\cancel{E}_T$  est MJ\_MHT\_HT. Pour restaurer le *ORing* au N1 de la condition DIJET avec la  $\cancel{E}_T$  au N3 (resp. alternatif), il faut demander à ce que les événements passent JT1\_MET "OU" JT2\_MET "OU" MJ\_MET (resp. JT1\_MHTACO "OU" JT2\_MHTACO "OU" MJ\_MHTACO).

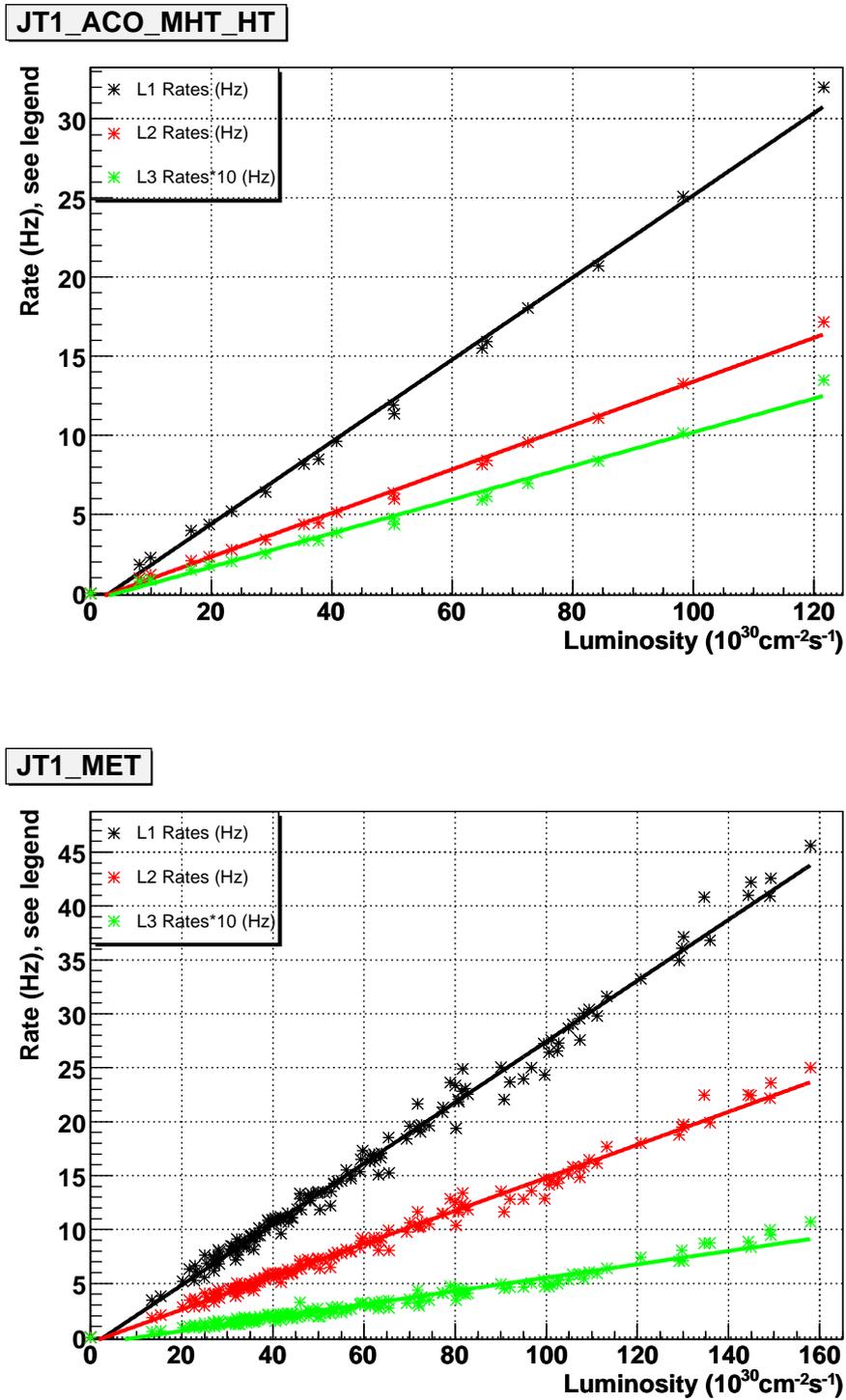


FIG. 5.18 – Taux de déclenchement de la condition DIJET (sans le *ORing* au N1). La figure du haut correspond aux prises de données n°225853 à 225934 (liste v15.17, conditions au Niveau 3 héritées de v14). La figure du bas correspond aux prises de données n°226074 à 227951 (liste v15.20 et au-delà, nouvelles conditions au Niveau 3).

## 5.3 Simulation de la réponse du système de déclenchement

La simulation du système de déclenchement de DØ, `d0trigsim`, ne reproduit pas correctement les résultats issus des données. En fait, comme nous l'avons dit dans la section précédente, c'est principalement en raison d'une simulation imparfaite du détecteur que la réponse du système de déclenchement est trop optimiste. Des études sont actuellement en cours pour modifier l'énergie des tours de déclenchement dans `d0trigsim` afin de les ramener au niveau de l'énergie des tours dans les données (voir [145]).

Dans la plupart des analyses, comme c'est le cas de celle qui sera décrite dans le chapitre suivant, une grande partie des bruits de fond est obtenue à partir de simulations Monte Carlo. L'effet des conditions de déclenchement demandées dans les données doit être correctement reproduit sur ces bruits de fond afin de comparer simulation et données le plus fidèlement possible. En l'absence de la version modifiée de `d0trigsim` évoquée plus haut, il est nécessaire de déterminer précisément l'efficacité des conditions de déclenchement par d'autres moyens.

Plusieurs méthodes basées sur les données ont été développées au sein de la collaboration DØ afin de remédier à ce problème. Celles dédiées aux conditions de déclenchement spécifiques aux topologies jets +  $\cancel{E}_T$  pour le *Run IIa* seront résumées dans une première partie. Le Niveau 1 du système de déclenchement ayant complètement changé pour les besoins du *Run IIb*, la paramétrisation existante était obsolète. Le travail effectué sur une nouvelle paramétrisation sera détaillé dans une deuxième partie, de même que les ajustements effectués aux Niveaux 2 et 3 pour le *Run IIb*.

### 5.3.1 Simulation au *Run IIa*

Que ce soit pour le *Run IIa* ou le *Run IIb*, les efficacités de déclenchement sont mesurées et paramétrées sur les données avant d'être appliquées à la simulation. Seules la simulation des conditions de déclenchement spécifiques aux topologies dijet +  $\cancel{E}_T$ , utiles pour la recherche du Higgs, seront évoquées ici.

#### a) Niveau 1

Les termes utilisés au Niveau 1 pour les états finals jets +  $\cancel{E}_T$  sont de la forme `CJT(X,Y,Z)` et demandent que les événements aient X tours calorimétriques de déclenchement au-dessus d'un seuil Y (en GeV) et localisées en  $|\eta| < Z$ . Dans la liste `v11`, seul le terme `CJT(3,5,3.2)` était présent. Au fur et à mesure de la montée en luminosité du TeVatron, le Niveau 1 s'est complexifié, requérant l'ajout de termes supplémentaires du type `CJT(X,Y,Z)`.

Les efficacités de déclenchement sont mesurées sur des données contenant au moins un jet avec  $p_T > 10$  GeV. Tous les événements utilisés ont déclenché des conditions demandant au moins un muon, afin d'obtenir un lot non-biaisé du point de vue du calorimètre. A partir de l'association spatiale entre les jets reconstruits *hors-ligne* et les *TT*, la probabilité qu'un nombre de tours, au-delà d'un certain seuil en énergie et localisées dans une région donnée en  $\eta$ , corresponde aux conditions requises au Niveau 1 est calculée. Cette probabilité est paramétrée en fonction de  $H_T$  et est déterminée pour les différentes listes de conditions de déclenchement (`v11`, `v12`, `v13` et `v14`) [146, 147].

#### b) Niveaux 2 et 3

##### Principe

Les méthodes usuelles pour déterminer l'efficacité de déclenchement consistent à établir une correspondance entre un objet reconstruit *hors-ligne*  $O_{HL}$  (un électron ou un muon par exemple) et ce même objet reconstruit *en ligne*  $O_{EL}$ . La détermination du seuil en impulsion transverse

à partir duquel  $O_{HL}$  a une contre-partie *en ligne* permet d'établir une courbe paramétrée de l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse de  $O_{HL}$ . Cette prescription fonctionne très bien lorsqu'elle est appliquée à des termes simples impliquant un seuil en énergie transverse sur un objet simple (électron, muon, jet ou tau).

Les Niveaux 2 et 3 des conditions de déclenchement propres aux états finals jets +  $\cancel{E}_T$  comportent des variables très complexes contruites à partir des jets, comme  $H_T$  ou  $\cancel{H}_T$  par exemple. Pour ce type de termes, la topologie de l'événement entre en ligne de compte et la méthode usuelle ne peut fonctionner de manière optimale. Une procédure spécifique a donc été mise en place [131], dans un premier temps pour les besoins de recherche de nouvelle physique [134, 148, 149] avec une fraction limitée des données du *Run IIa*. Une paramétrisation inspirée de ce premier travail a été ensuite déterminée pour la recherche du boson de Higgs dans le canal  $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  avec l'ensembles des données du *Run IIa*. Elle a été déterminée à l'aide du même lot de données que celui utilisé pour l'analyse.

L'idée principale est de se servir des jets reconstruits *hors ligne* afin de simuler les jets aux Niveau 2 et 3. Il n'existe pas d'échelle d'énergie des jets reconstruits *en ligne*. En outre les algorithmes de reconstruction utilisés sont plus simples *en ligne* qu'*hors ligne* : pas de vertex primaire au Niveau 2, jets définis à partir des  $TT$  au Niveau 2, seuil de reconstruction à 9 GeV au Niveau 3, etc. Les jets aux Niveau 2 et 3 auront donc des efficacités de reconstruction, des résolutions et des énergies différentes des jets *hors ligne*. La simulation des jets *en ligne* nécessite donc la détermination de facteurs de correction des jets *hors ligne*.

L'association spatiale dans le plan  $\eta$ - $\phi$  ( $\Delta R < 0.5$ ) des jets *hors ligne* avec les jets au Niveau 2 (resp. Niveau 3) permet tout d'abord de construire des courbes d'efficacité de reconstruction. Ces courbes sont déterminées en fonction de  $p_T^{jet}$ , pour trois régions en  $\eta_{det}^{jet}$  du calorimètre (CC :  $0 < |\eta_{det}^{jet}| < 0.8$ , ICR :  $0.8 < |\eta_{det}^{jet}| < 1.4$ , EC :  $1.4 < |\eta_{det}^{jet}| < 3.2$ ) et pour les différentes listes de conditions de déclenchement du *Run IIa* (voir figures 5.19). Au-delà d'une impulsion transverse d'environ 25 GeV, tous les jets *hors ligne* ont été reconstruits *en ligne*.

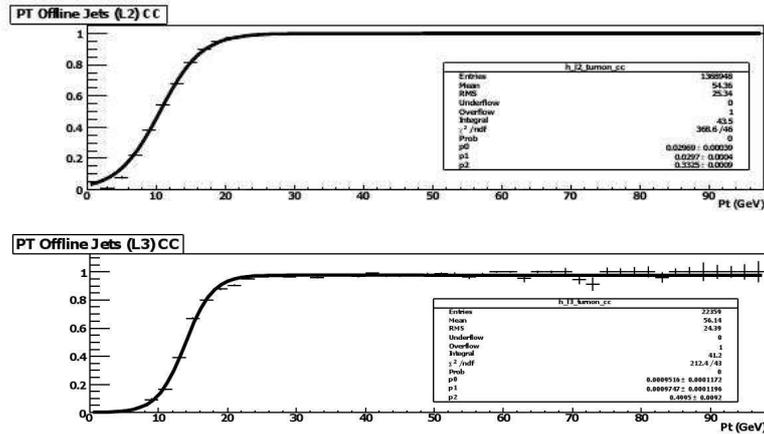


FIG. 5.19 – Efficacités d'association des jets *hors ligne* avec les jets *en ligne*, pour le Niveau 2 (en haut) et le Niveau 3 (en bas), en fonction de l'impulsion transverse des jets *hors ligne*, pour la région centrale du calorimètre. Des paramétrisations sont superposées.

Comme nous l'avons dit plus haut, les jets *hors ligne* et leurs jets associés au Niveau 2 (resp. Niveau 3) ont des énergies différentes. La figure 5.20 montre la distribution du rapport  $p_T^{HL}/p_T^{EL, N^2}$  pour  $60 < p_T^{HL} < 80$  GeV et  $0 < |\eta_{det}^{jet}| < 1$ . Ce type de distributions est construit pour les Niveaux 2 et 3, en différents intervalles de  $p_T^{HL}$ , pour trois régions en  $\eta_{det}^{jet}$  et pour les différentes listes de conditions de déclenchement du *Run IIa*. Elles sont ajustées par des fonctions gaussiennes (simples, doubles ou triples) et servent à ramener l'énergie des jets *hors ligne* à leur équivalent au Niveau 2 (resp. Niveau 3).

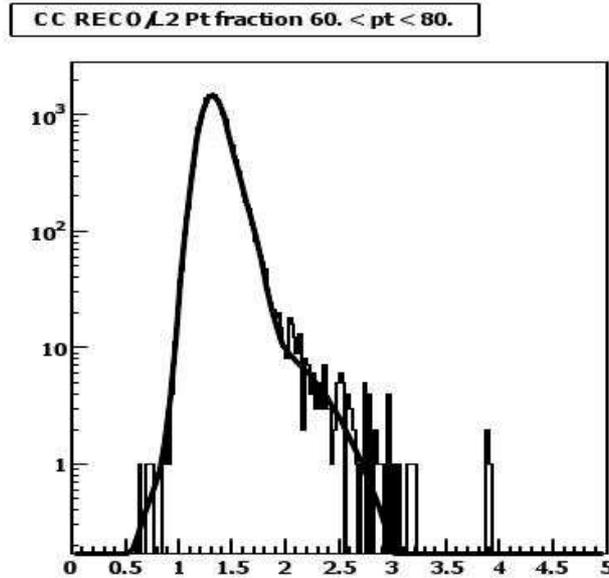


FIG. 5.20 – Rapport entre l'énergie des jets *hors ligne* et des jets *en ligne* au Niveau 2, pour  $60 < p_T^{HL} < 80$  GeV et  $0 < |\eta_{det}^{jet}| < 1$ . Un ajustement de la distribution est superposé.

Notons finalement que pour le Niveau 2, ce n'est pas  $p_T^{HL}$  qui est utilisé en réalité mais une impulsion modifiée, notée  $p_T^{red}$ , calculée en soustrayant les fractions d'énergie dans les régions inter-cryostatique et hadronique grossière du calorimètre. Ces régions ne sont en effet pas incluses dans l'énergie totale d'une tour de déclenchement. L'impulsion transverse est également re-calculée par rapport à une position du vertex primaire forcée à  $z=0$ .

### Application à la simulation

La procédure suivante a été mise en place afin d'appliquer les facteurs de correction déterminés précédemment à la simulation :

- à partir de son impulsion réduite  $p_T^{red}$  (resp.  $p_T^{HL}$ ) et de sa position  $\eta_{det}$ , il est décidé si un jet a été reconstruit au Niveau 2 (resp. Niveau 3) en se servant des courbes de la figure 5.19.
- si le jet a été reconstruit, son énergie est corrigée par les facteurs d'étalonnage montrés sur la figure 5.20.

Les jets simulés ainsi obtenus peuvent ensuite être utilisés pour reconstruire les variables utilisées aux Niveau 2 et 3 ( $H_T$ ,  $\cancel{E}_T$ ,  $\Delta\phi$  entre les jets de plus grandes impulsions, etc) et décider si un événement de la simulation passe les conditions de déclenchement définies dans les données.

Notons que les facteurs de correction ayant été déterminés dans les données, leur application correcte dans la simulation suppose que les jets soient sur le même pied d'égalité dans les données et la simulation. Les jets utilisés par la simulation sont donc corrigés par la méthode S.S.R. décrite au chapitre précédent.

### 5.3.2 Simulation au *Run IIb*

Le Niveau 1 ayant complètement changé dans l'optique du *Run IIb*, il a fallu complètement repenser la paramétrisation du Niveau 1. En outre, en raison d'une échelle d'énergie différente au *Run IIb* ainsi que de l'ajout d'un terme de  $\cancel{E}_T$  au Niveau 3, quelques ajustements ont été nécessaires à la simulation des Niveaux 2 et 3 décrite dans la section précédente.

### 5.3.3 Niveau 1

#### a) Lots de données et Sélection

Pour simuler la réponse du système de déclenchement du *Run IIb*, on utilise des événements collectés à l'aide d'un "OU" logique entre toutes les conditions de déclenchement demandant au moins un muon. De fait, ce lot est non biaisé du point de vue du calorimètre. La paramétrisation que nous allons décrire dans la suite a été obtenue à l'aide d'événements  $Z \rightarrow \mu^+\mu^- + \text{jets}$ . Bien que la statistique disponible soit relativement faible, ces derniers ont l'avantage de disposer d'une pureté de sélection très élevée. En outre, les muons déposent très peu d'énergie dans le calorimètre. Ils présentent donc la même topologie que le signal recherché du point de vue du calorimètre si leur impulsion n'est pas prise en compte dans le calcul de la  $\cancel{E}_T$ .

Les muons utilisés dans cette analyse doivent être de qualité *MediumNSeg3*, la qualité de l'association avec une trace doit être *medium*, et l'isolation doit être du type *TopScaledTight* (voir section 3.2.3 b)). Ils doivent de plus être isolés spatialement des jets ( $\Delta R(\text{muon}, \text{jets}) > 0.5$ ), avoir une impulsion transverse supérieure à 15 GeV et être localisés à  $|\eta| < 2$ . Finalement, les deux muons demandés dans l'analyse  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  doivent avoir des charges électriques de signes opposés, et la masse invariante  $M_{\mu\mu}$  construite à partir de ces deux objets doit respecter la condition  $70 < M_{\mu\mu} < 110$  GeV afin de prévenir d'une éventuelle contamination du lot par du fond QCD.

Seuls les événements ayant au moins un vertex primaire reconstruit ont été retenus. Le nombre de traces associées au meilleur vertex doit être supérieur ou égale à trois et sa distance au centre du détecteur doit être inférieure à 60 cm.

#### b) Méthode

Pour plus de clarté, rappelons ici que le Niveau 1 de la condition DIJET est constitué du OU logique entre trois groupes de conditions :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{N1 DIJET : CSWMET}(24) \times \text{CSWJT}(1, 20, 2.4) \times \text{CSWJT}(2, 8, 2.4) \times \text{ACOKILL} \\ \text{OU N1 MONOJET : CSWMET}(24) \times \text{CSWJT}(1, 30, 3.2) \\ \text{OU N1 MULTIJET : CSWJT}(1, 30, 2.4) \times \text{CSWJT}(2, 15, 2.4) \times \text{CSWJT}(3, 8, 3.2) \end{array} \right.$$

Les termes du type  $\text{CSWJT}(N, Y, Z)$  sont déclenchés si au moins  $N$  jet(s) avec une  $E_T$  supérieure à  $X$  GeV et  $|\eta| < Y$  sont présent(s) dans l'événement.  $\text{CSWMET}(X)$  est le terme de  $\cancel{E}_T$  au Niveau 1.

Cette dernière condition étant commune aux N1 DIJET et MONOJET, il a été décidé de procéder comme suit :

- 1) calculer la probabilité des conditions de jets uniquement des N1 DIJET et MONOJET dans un premier temps.
- 2) calculer ensuite la probabilité de la condition de  $\cancel{E}_T$ .
- 3) il a été vérifié (voir [151]) que tous les événements ne passant pas N1 DIJET et N1 MONOJET, mais récupérés par N1 MULTIJET, échouaient uniquement aux deux premières conditions citées à cause de  $\text{CSWMET}(24)$ . La probabilité des conditions de jets de N1 MULTIJET a été calculée uniquement pour les événements ne passant pas  $\text{CSWMET}(24)$ .

Le calcul de ces différentes probabilités nécessite la détermination des efficacités individuelles de chacun des termes cités ( $\text{CSWJT}(1, Y, Z)$  et  $\text{CSWMET}(X)$ ). C'est l'objet de la section suivante. Par souci de clarté, les calculs de probabilité sont reportés dans l'annexe B.

## c) Mesure des efficacités

Les efficacités des termes de jet du type  $\text{CSWJT}(1, X, Y)$  ont été déterminées à l'aide d'événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^- +$  exactement 1 jet. Les jets considérés ici ont un rayon de 0.5, une impulsion transverse supérieure à 15 GeV (après correction d'échelle d'énergie des jets) et sont localisés en  $|\eta| < 2.5$ . Aucun jet mauvais (du point de vue de l'identification, voir section 3.2.4 c)) avec  $p_T > 15$  GeV n'a été admis.

L'efficacité du terme  $\text{CSWJT}(1, 30, 3.2)$  a été calculée comme le rapport de l'impulsion transverse du jet de plus grand  $p_T$  pour tous les événements sélectionnés et pour tous ceux qui déclenchent en plus le terme  $\text{CSWJT}(1, 30, 3.2)$ . Cette distribution a été ajustée par une fonction "Erreur" (voir figure 5.21). La même procédure a été utilisée avec les termes  $\text{CSWJT}(1, 20, 2.4)$  et  $\text{CSWJT}(1, 8, 2.4)$  (voir figures 5.22 et 5.23).

Notons qu'en réalité c'est une impulsion transverse modifiée  $p_T^{mod}$  qui est utilisée, re-calculée à partir d'une position de vertex forcée à  $z=0$  et ne prenant en compte que les fractions d'énergie électromagnétique et hadronique fine du calorimètre. De cette façon, on s'assure de paramétrer nos efficacités en fonction d'une impulsion proche de celle du Niveau 1.

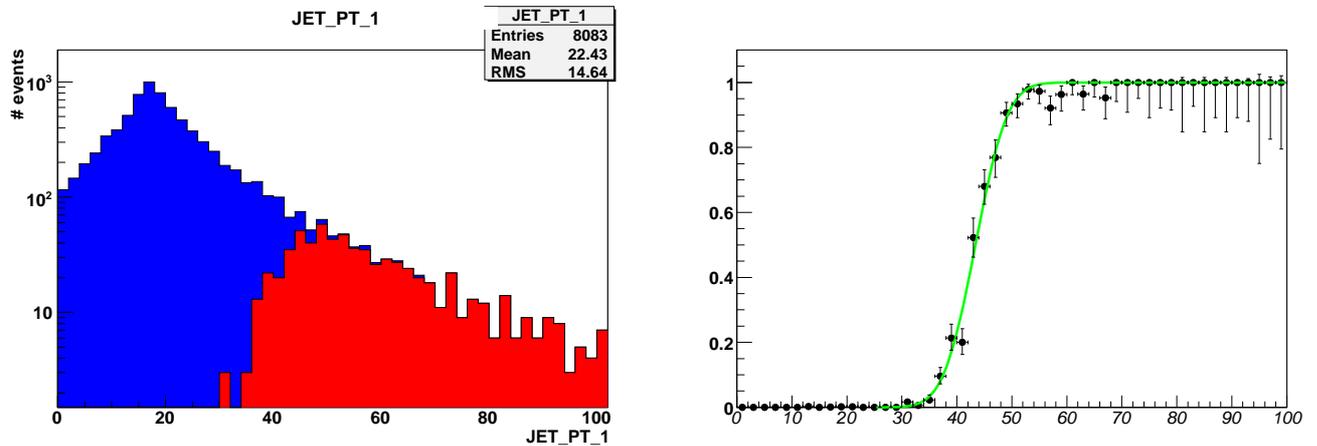


FIG. 5.21 – A gauche, distribution de l'impulsion transverse modifiée  $p_T^{mod}$  du jet de plus grand  $p_T$  pour les événements sélectionnés (en bleu) et pour ceux qui passent en plus la condition  $\text{CSWJT}(1, 30, 3.2)$  (en rouge). A droite, efficacité du terme  $\text{CSWJT}(1, 30, 3.2)$ , définie comme le rapport des distributions bleues et rouges, en fonction de  $p_T^{mod}$ . Un ajustement du rapport est superposé.

L'efficacité du terme  $\text{CSWMET}(24)$  est un peu plus complexe à calculer. Tout d'abord, de même que nous avons utilisé une quantité *hors ligne* proche de celle *en ligne* pour paramétrer les efficacités des termes de jets, il est nécessaire d'en faire de même avec la  $\cancel{E}_T$  au Niveau 1. Ceci est réalisé au moyen de la variable nommée  $\text{metL1}$ , qui est une énergie transverse manquante *hors ligne* calculée de la même manière qu'au Niveau 1 (voir [137]). Plus précisément, les tours de déclenchement (électromagnétiques et hadroniques) sont formées à partir des cellules du calorimètre et sont incluses dans le calcul de la  $\cancel{E}_T$  si leur énergie transverse est au-dessus des seuils définis au Niveau 1. La région inter-cryostatique est exclue et aucun algorithme de suppression des cellules chaudes (T42 ou NADA, voir section 3.2.4) n'est appliqué. Le même algorithme que celui qui s'exécute au Niveau 1 est ensuite utilisé.

Les fluctuations dans la mesure de l'énergie des jets peuvent créer de l'énergie transverse manquante factice. Des corrélations sont ainsi attendues entre les demandes de jets et de  $\cancel{E}_T$ . La figure 5.24 montre l'efficacité du terme  $\text{CSWMET}(24)$  pour plusieurs sélections :  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  inclusif,  $Z$  avec au moins un jet,  $Z$  avec au moins deux jets,  $Z$  avec quelques coupures lâches d'analyse et finalement  $Z$  avec ces mêmes coupures ainsi que les termes de jets du Niveau 1.

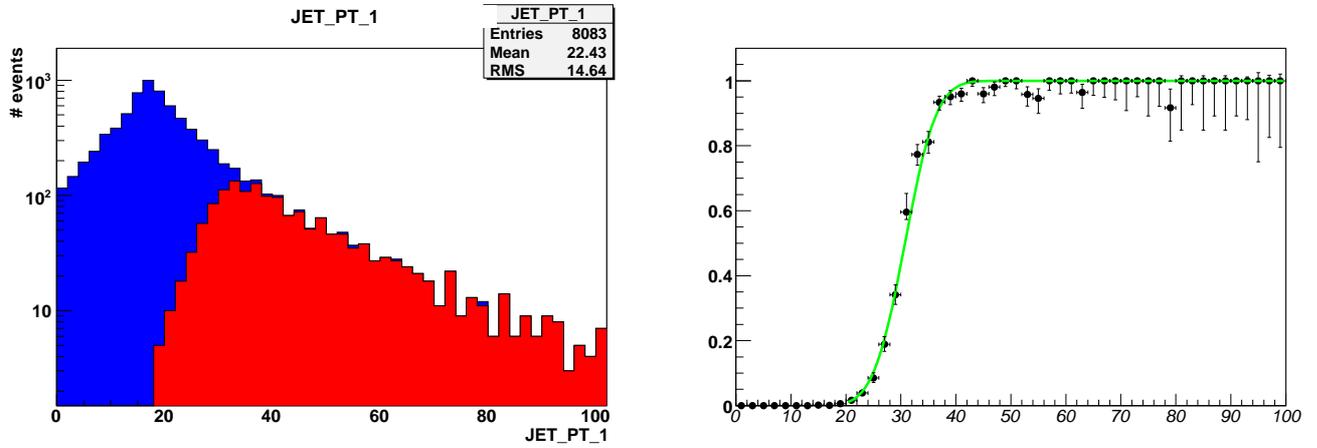


FIG. 5.22 – A gauche, distribution de l’impulsion transverse modifiée  $p_T^{mod}$  du jet de plus grand  $p_T$  pour les événements sélectionnés (en bleu) et pour ceux qui passent en plus la condition CSWJT(1, 20, 2.4) (en rouge). A droite, efficacité du terme CSWJT(1, 20, 2.4), définie comme le rapport des distributions bleues et rouges, en fonction de  $p_T^{mod}$ . Un ajustement du rapport est superposé.

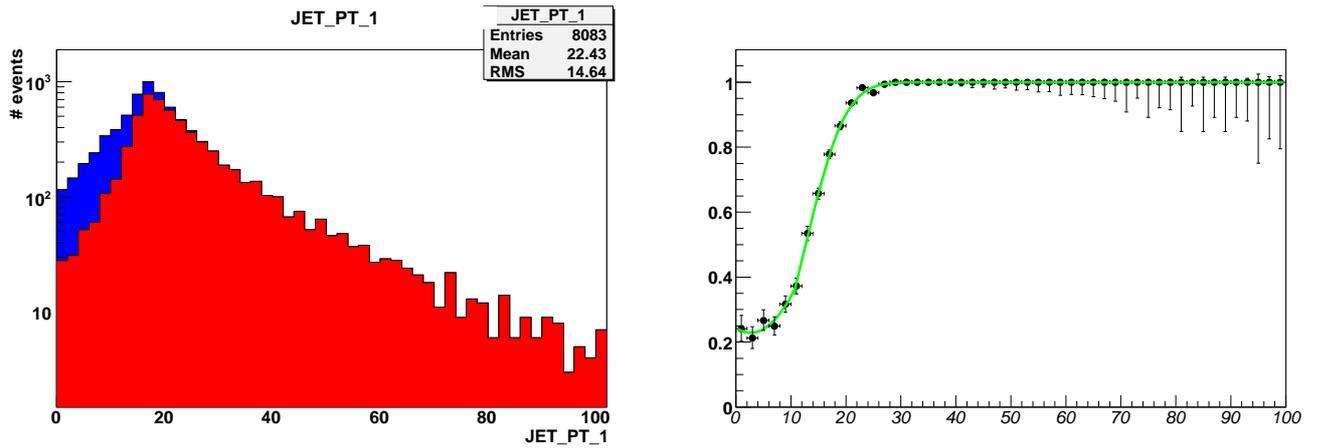


FIG. 5.23 – A gauche, distribution de l’impulsion transverse modifiée  $p_T^{mod}$  du jet de plus grand  $p_T$  pour les événements sélectionnés (en bleu) et pour ceux qui passent en plus la condition CSWJT(1, 8, 3.2) (en rouge). A droite, efficacité du terme CSWJT(1, 8, 3.2), définie comme le rapport des distributions bleues et rouges, en fonction de  $p_T^{mod}$ . Un ajustement du rapport est superposé.

Les coupures lâches sont les suivantes :

- au moins de 2 jets avec  $p_T > 20$  GeV et  $|\eta_{det}| < 2.5$ ,
- $METBCorrCalo > 35$  GeV,  $\cancel{E}_T > 35$  GeV,
- $\Delta\phi(jet1, jet2) < 165^\circ$ .

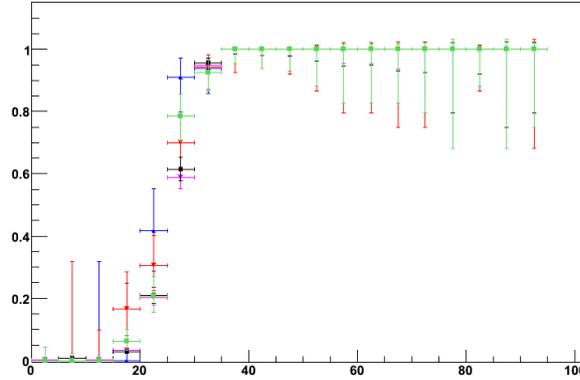


FIG. 5.24 – Efficacité du terme CSWMET(24) en fonction de  $metL1$  pour différentes sélections :  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  inclusif (en rose),  $Z$  + au moins 1 jet (en noir), pour  $Z$  + au moins 2 jets (en vert),  $Z$  + des coupures lâches d’analyse (en rouge) et  $Z$  + ces mêmes coupures + les termes de jets de Niveau 1 (en bleu).

Comme on peut le voir, la dépendance avec la topologie et la sélection des événements n’est pas complètement négligeable. Le plateau maximal est atteint aux alentours de 40 GeV. Les courbes obtenues deviennent plus abruptes à mesure que les critères de sélection contraignent la topologie des événements. Pour s’assurer que nous absorbons la plupart des corrélations, l’efficacité du terme CSWMET(24) est donc calculée après les coupures lâches d’analyse et après les termes de jets du Niveau 1 (voir figure 5.25).

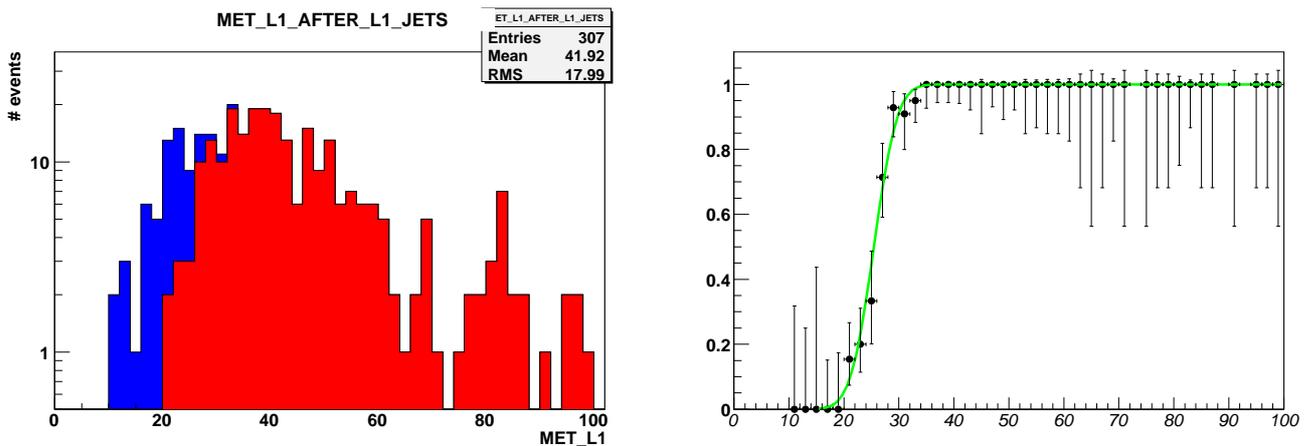


FIG. 5.25 – A gauche, distributions de  $metL1$  pour les événements sélectionnés (en bleu) et pour ceux qui passent en plus la condition CSWMET(24) (en rouge). A droite, efficacité du terme CSWMET(24), définie comme le rapport des distributions bleues et rouges, en fonction de  $metL1$ . Un ajustement du rapport est superposé.

Cependant, la paramétrisation obtenue ne peut être directement appliquée à la simulation en raison des différences d’étalonnage entre les données et la simulation. La figure 5.26 montre

une comparaison de `metL1` pour les données et la simulation dans les événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  sélectionnés précédemment. La largeur de la distribution dans la simulation sous-estime un peu celle des données. Une correction a donc été déterminée afin de mettre les données et la simulation sur un même pied d'égalité (voir [150]).

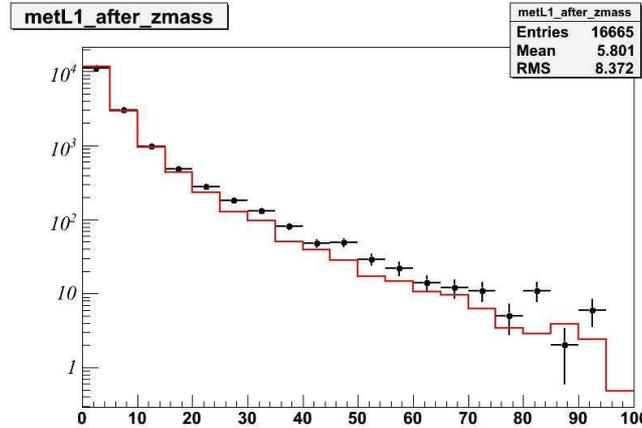


FIG. 5.26 – Distribution de `metL1` pour les données (points noirs) et pour la simulation (histogramme rouge).

Le Niveau 1 MULTIJET n'implique que des termes de jets, dont l'efficacité de deux d'entre eux (`CSWJT(1,30,2.4)` et `CSWJT(1,8,3.2)`) a déjà été déterminée précédemment. L'efficacité du dernier terme, `CSWJT(1,15,2.4)`, a été calculée de la même façon que les autres. Le terme `ACOKILL` n'est pas inclus dans cette paramétrisation puisqu'il a été montré que son influence était très faible (voir [151]).

Toutes les efficacités ont été combinées afin de calculer la probabilité totale que chaque événement passe les conditions de déclenchement du Niveau 1. Le calcul de cette probabilité est reporté dans l'annexe B.

#### d) Vérifications du Niveau 1

Des événements  $W \rightarrow \mu \nu$  collectés à l'aide des mêmes conditions de déclenchement que les  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  ont été utilisés afin de vérifier la paramétrisation du Niveau 1. Un muon (défini de la même manière que pour les événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ) avec  $p_T > 20$  GeV est demandé. Un veto sur un éventuel deuxième muon est effectué afin d'éliminer les événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . En outre, les critères suivants sont appliqués :

- `METBCorrCalo_MU > 20` GeV, où `METBCorrCalo_MU` est similaire à `METBCorrCalo`, mais avec l'impulsion du muon prise en compte dans le calcul de l'énergie transverse manquante.
- la masse transverse du boson W,  $M_T^W = \sqrt{2p_T^\mu \cancel{E}_T [1 - \cos(\Delta\phi(\cancel{E}_T, \mu))]}$ , doit être supérieure à 40 GeV.
- les coupures d'analyse lâches évoquées précédemment.

Pour effectuer les vérifications de notre modélisation, les événements sélectionnés ont été traités de deux manières différentes :

- dans un cas, il a été demandé à ce que ceux-ci passent les conditions de déclenchement du Niveau 1,
- dans un autre cas, la paramétrisation que nous avons mise en place a été appliquée.

La comparaison entre ces deux traitements est montrée sur la figure 5.27. Toutes les distributions sont en très bon accord, validant ainsi notre approche.

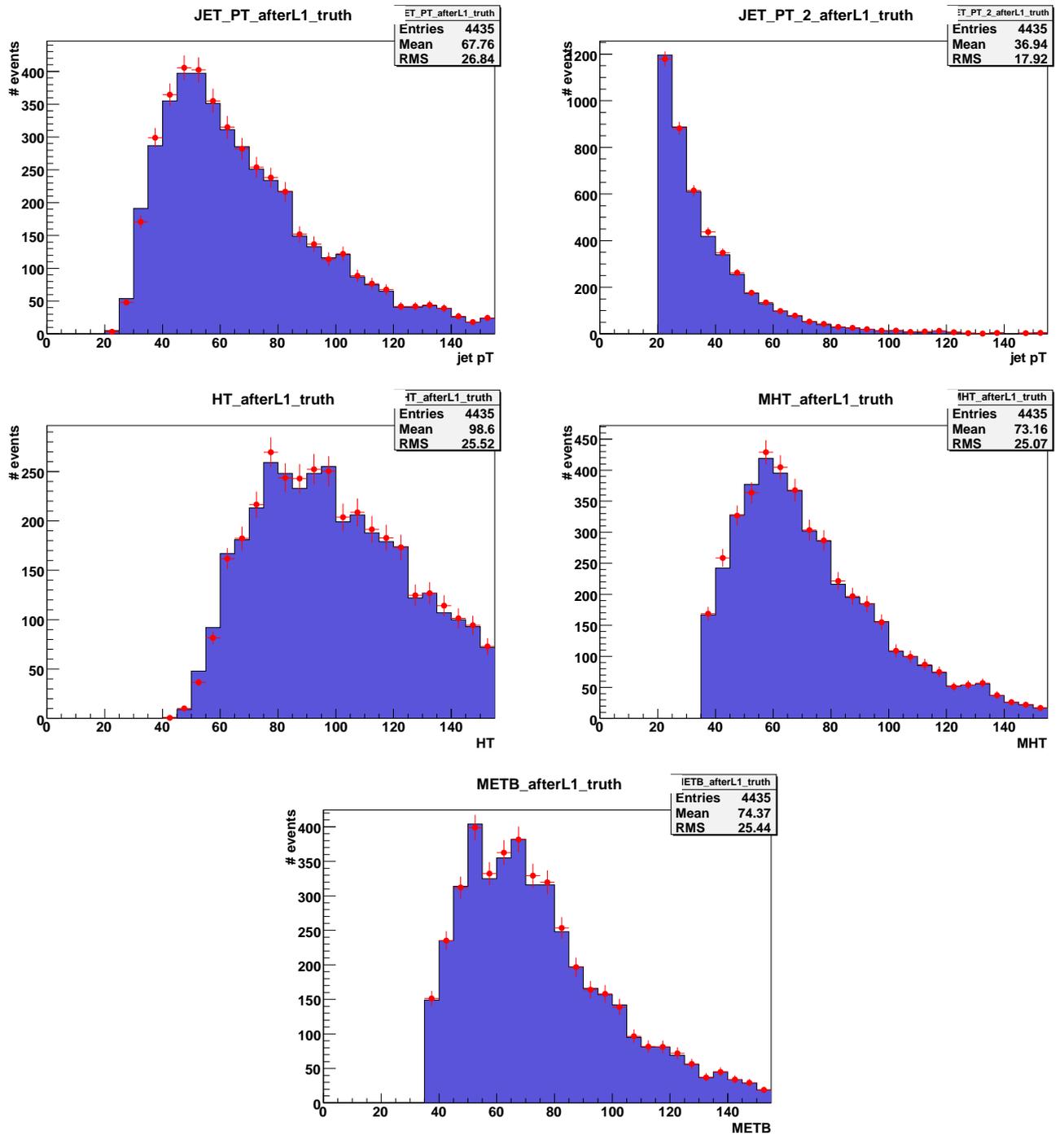


FIG. 5.27 – Comparaison des données  $W \rightarrow \mu\nu$  après la vraie décision du système de déclenchement au Niveau 1 (histogramme bleu) et après la paramétrisation du Niveau 1 (points rouges) pour le jet de plus grand  $p_T$  (en haut à gauche), le second jet de plus grand  $p_T$  (en haut à droite),  $H_T$  (au milieu, à gauche),  $\cancel{H}_T$  (au milieu, à droite) et METBCorrCalo (en bas).

### 5.3.4 Niveaux 2 et 3

Il a été montré que le Niveau 2 avait une efficacité d'environ 99% par rapport au Niveau 1 [151]. Nous nous sommes donc concentrés sur le Niveau 3. Rappelons ici qu'il existe deux conditions différentes au Niveau 3 pour le *Run IIb*. Le premier est hérité du *Run IIa* et est présent des listes v15.00 à v15.19 :

L3FHt(50) x L3MHt(30) x L3FJAcop(170) x L3FAngleMHtJet(30,25,180) x L3FJet(1,9,3.6)

Le deuxième a été optimisé pour le *Run IIb* et a fait l'objet de la première partie de ce chapitre. Il est présent depuis la liste v15.20 :

L3MHt(25) x L3MEt(25) x L3FJAcop(170) x L3FAngleMHtJet(25,25,180) x L3FJet(2,9,3.6)

Pour simuler les termes impliquant des jets uniquement (L3FHt, L3MHt, L3FJAcop, L3FJet et L3FAngleMHtJet), la simulation du *Run IIa* décrite plus haut a été utilisée. Cependant, en raison principalement d'un changement dans l'échelle d'énergie des jets, des ajustements ont été nécessaires. En effet, comme le montre la figure 5.28 (à gauche), les jets simulés ne reproduisent pas correctement les jets de Niveau 3 *en ligne*.

La figure 5.29 montre le rapport entre l'impulsion transverse des jets simulés au Niveau 3 et celle de leur équivalent *en ligne* (après association spatiale :  $\Delta R < 0.5$ ), pour trois régions en  $\eta_{det}$ . Ces distributions ont été ajustées par une fonction gaussienne simple. L'énergie des jets simulés a ensuite été multipliée par la valeur moyenne de cette gaussienne (1.07 pour la région CC, 1.0 pour la région ICR, 1.11 pour la région EC). Comme le montre la figure 5.28 (à droite), cette petite correction permet de mieux décrire les jets au Niveau 3.

Fort de notre expérience et de nos succès concernant la simulation de la  $\cancel{E}_T$  au Niveau 1, nous avons décidé d'appliquer la même stratégie pour la  $\cancel{E}_T$  au Niveau 3. Ainsi, l'efficacité du terme L3MEt(25) a été obtenue de façon marginale, i.e. après avoir demandé les coupures lâches d'analyse ainsi que toutes les autres conditions de déclenchement (voir figure 5.30). L'efficacité a été paramétrée en fonction d'une énergie transverse manquante *hors ligne* qui se rapproche beaucoup de la  $\cancel{E}_T$  au niveau 3 : METD (voir 3.2.4 d)). Aucune correction d'échelle d'énergie n'est propagée. Alors que la coupure au Niveau 3 est de 25 GeV, le plateau de l'efficacité est obtenu pour une valeur de METD proche de 30 GeV, ce qui valide notre approche.

#### a) Vérifications de la paramétrisation finale

Pour les tests de la paramétrisation finale, la même approche que pour les tests du Niveau 1 ainsi que les mêmes événements et la même sélection ont été employés. La figure 5.31 montre la comparaison entre les données après avoir demandé les conditions de déclenchement DIJET et après avoir appliqué la paramétrisation des Niveaux 1, 2 et 3. Les distributions sont une nouvelle fois en très bon accord.

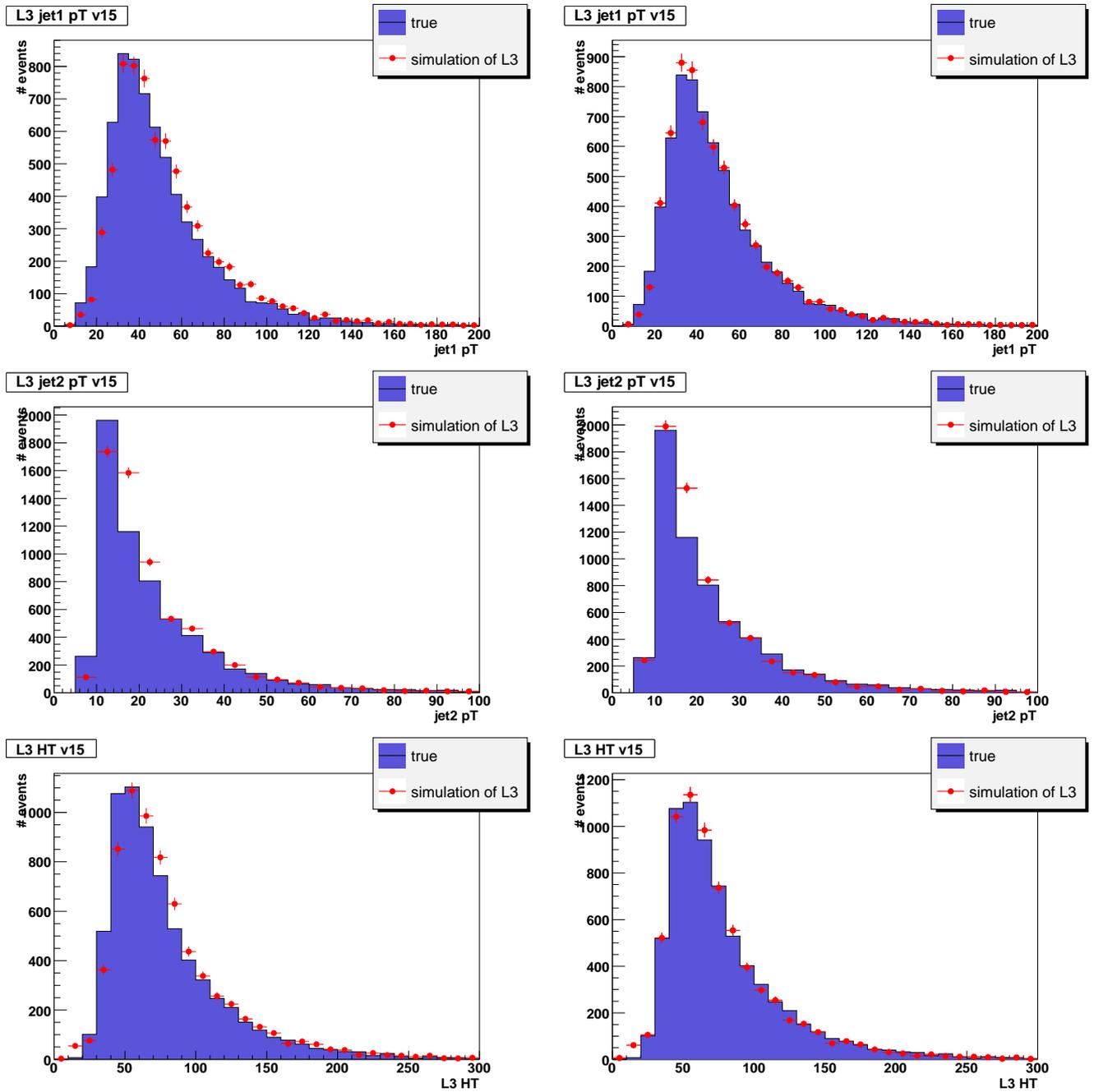


FIG. 5.28 – Comparaison des jets simulés au Niveau 3 (histogramme bleu) et de leur équivalent *en ligne* (points rouges), pour le jet de plus grand  $p_T$  (en haut), le second jet de plus grand  $p_T$  (au milieu), et  $H_T$  (en bas), avec la simulation du *Run IIa* (à gauche), et avec la simulation du *Run IIa* modifiée par nos ajustements (à droite).

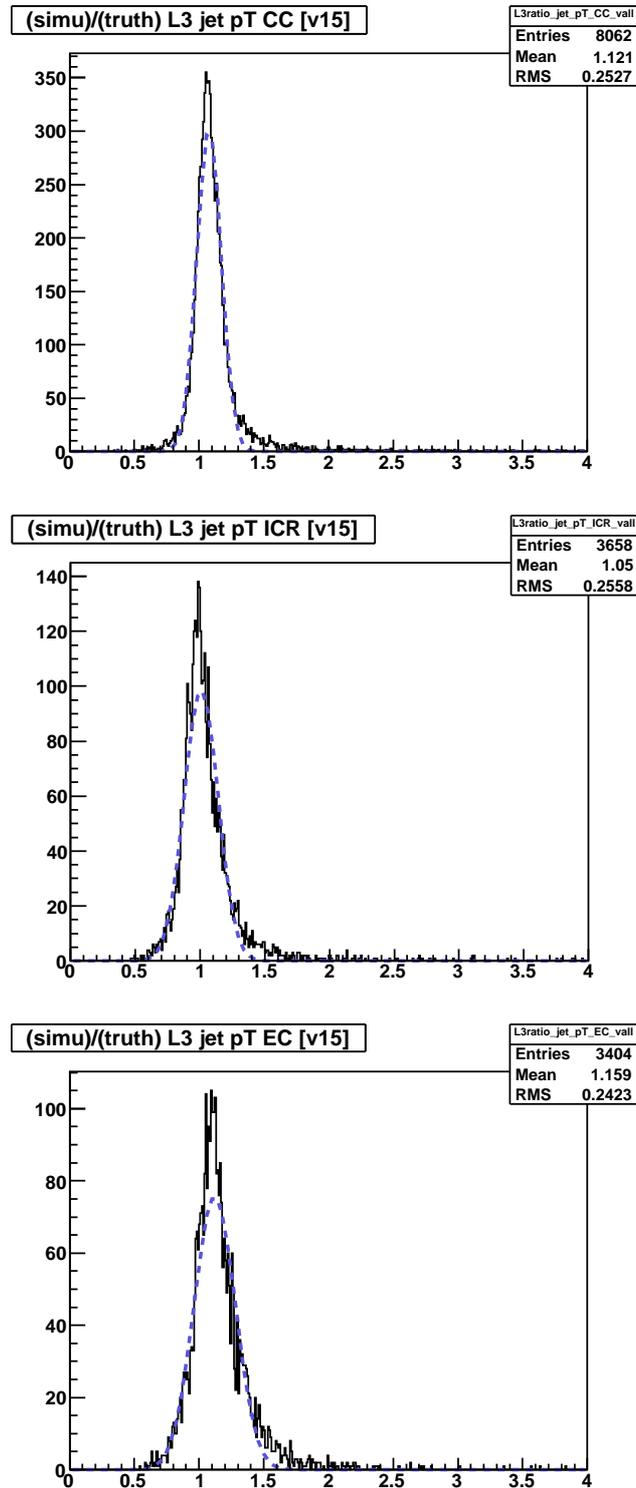


FIG. 5.29 – Rapport des impulsions transverses des jets simulés au Niveau 3 et de celles de leur équivalent *en ligne*, après association spatiale ( $\Delta R < 0.5$ ), et pour trois régions du calorimètre : CC (en haut), ICR (au milieu) et EC (en bas). Ces distributions sont ajustées par une fonction gaussienne (pointillés bleus).

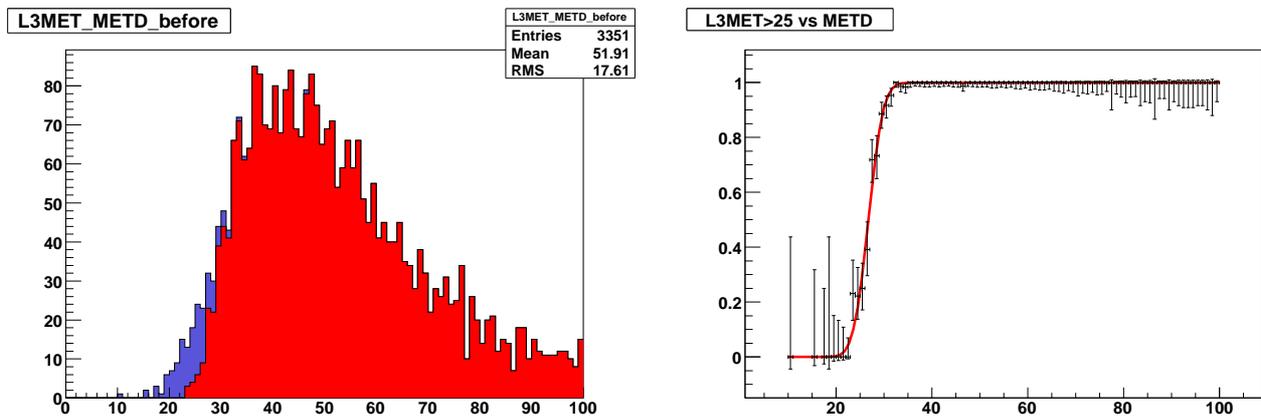


FIG. 5.30 – A gauche, distribution de METD pour les événements sélectionnés (en bleu) et pour ceux qui passent en plus la condition au Niveau 3 L3MET(25) (en rouge). A droite, efficacité du terme L3MET(25), définie comme le rapport des distributions bleues et rouges, en fonction de METD. Une paramétrisation est superposée.

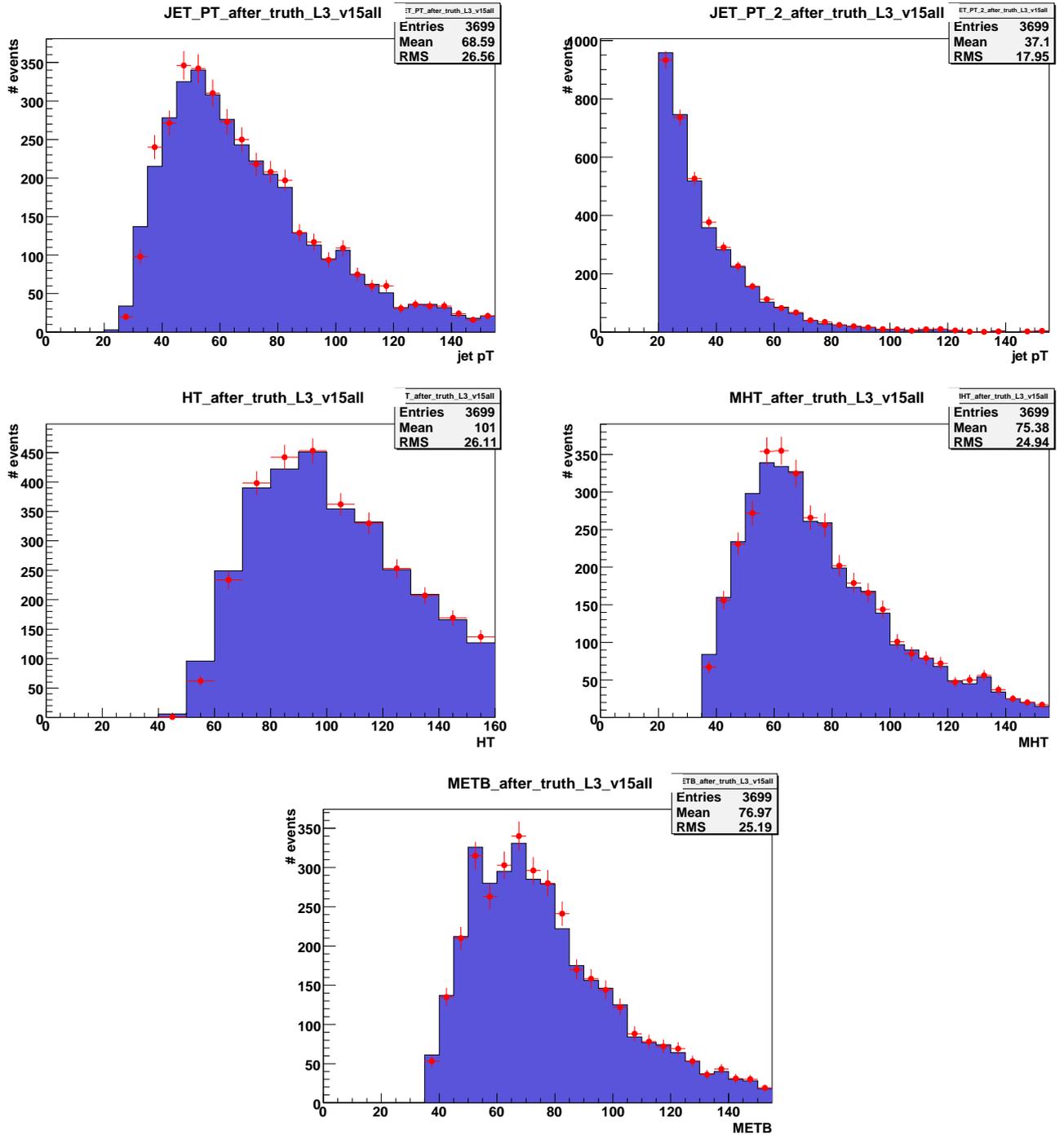


FIG. 5.31 – Comparaison des données  $W \rightarrow \mu\nu$  après la vraie décision du système de déclenchement aux Niveau 1, 2 et 3 (histogramme bleu) et après la paramétrisation des Niveaux 1, 2 et 3 (points rouges) pour le jet de plus grand  $p_T$  (en haut à gauche), le second jet de plus grand  $p_T$  (en haut à droite),  $H_T$  (au milieu, à gauche),  $\cancel{H}_T$  (au milieu, à droite) et METBCorrCalo (en bas).

### 5.3.5 Performances sur un signal Higgs

Pour évaluer les performances de la condition dijet+ $\cancel{E}_T$ , la paramétrisation déterminée plus haut a été appliquée à un signal ZH équivalent à celui utilisé pour optimiser le Niveau 3 ( $m_H=115$  GeV). Les mêmes coupures ont été également appliquées. Elles sont rappelées ici :

- au moins 2 jets avec  $p_T > 20$  GeV et  $|\eta_{det}| < 2.5$ .
- $\cancel{E}_T > 40$  GeV,  $\cancel{H}_T > 40$  GeV
- $\Delta\phi(jet1, jet2) < 165^\circ$ ,  $\Delta\phi_{min}(jets, \cancel{E}_T) > 30^\circ$

La figure 5.32 (à gauche) montre la distribution de l'énergie transverse manquante METBCorCalo pour les événements qui passent ces coupures (ligne noire), pour les événements qui remplissent de plus les conditions de Niveau 1 (en rouge) et enfin celles de Niveau 3 (en bleu). L'efficacité au Niveau 1 est de 88% et elle chute à 84% après les Niveaux 2 et 3. Rappelons ici que les estimations données par d0trigsim étaient de respectivement 94% et 91%, ce qui montre une nouvelle fois que la simulation officielle du système de déclenchement surestime l'efficacité absolue, obtenue ici à partir des données.

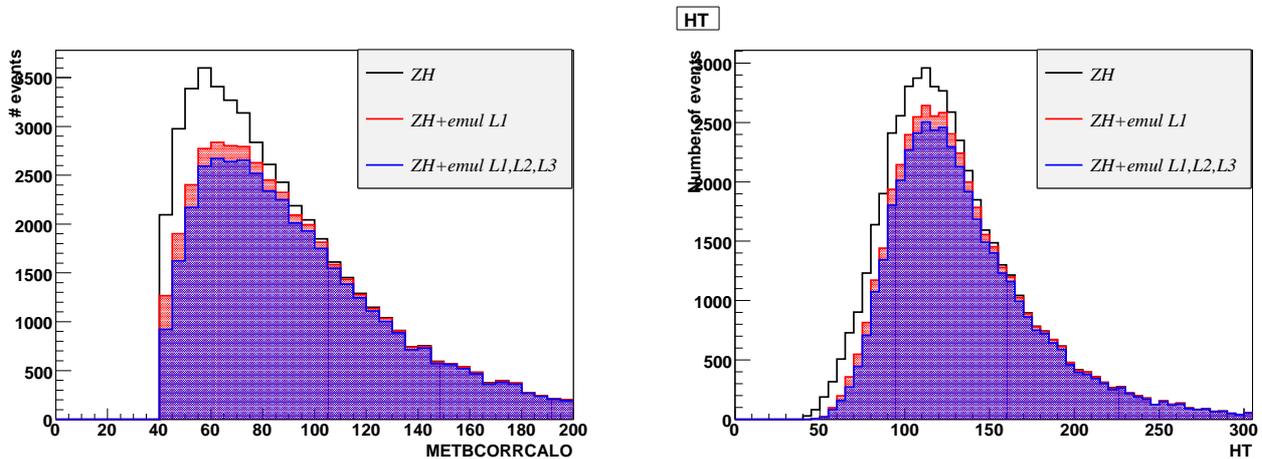


FIG. 5.32 – Distribution de METBCorCalo (à gauche) et de  $H_T$  (à droite) pour des événements de signal ZH ayant passé des coupures d'analyse (ligne noire), pour ceux qui en plus passent le Niveau 1 (en rouge), et également les Niveaux 2 et 3 (en bleu).

## 5.4 Conclusion

La sélection au niveau du système de déclenchement est cruciale. C'est en quelque sorte la première étape de l'analyse. Il faut être capable de concevoir des conditions assez lâches pour préserver le maximum d'événements de signal possible, tout en gardant des taux d'acquisition des données raisonnables. Ces principes ont guidé les études d'optimisation du Niveau 3 des conditions spécifiques aux états finals jets +  $\cancel{E}_T$  pour le *Run IIb*. Les nouvelles conditions mises en place ont permis de gagner entre 3 et 7% d'efficacité sur les signaux considérés dans notre études, allant du boson de Higgs Standard aux squark&gluinos en passant par les monojets des théories prédisant des dimensions supplémentaires. Elles ont en outre permis de réduire les taux d'un facteur 2 à  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  par rapport aux anciennes. Mises en ligne depuis Octobre 2006, elles ont permis jusqu'à présent d'accumuler près de  $2 \text{fb}^{-1}$  de données tout en ne saturant pas la bande passante allouée, malgré des pics de luminosité instantanée dépassant désormais les  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

L'émulation du système de déclenchement de DØ ne permet cependant pas de reproduire correctement les effets de ces conditions sur la simulation. Une paramétrisation basée sur les

données a donc été mise en place afin de modéliser la réponse du Niveau 1, profondément modifié entre le *Run IIa* et le *Run IIb*. En outre, des ajustements ont été nécessaires à la paramétrisation existante des jets aux Niveaux 2 et 3. Une modélisation de la  $\cancel{E}_T$  au Niveau 3 a enfin été mise en place. Nous avons montré que notre simulation permettait de très bien reproduire la vraie décision prise au niveau du système de déclenchement, malgré la présence de termes particulièrement complexes comme la  $\cancel{E}_T$  aux Niveaux 1 et 3. Elle sera appliquée à la recherche du boson de Higgs dans le chapitre suivant.

# Chapitre 6

## Recherche du boson de Higgs dans le canal $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$

*“Caligula : Et, s’il te plait, aide-moi désormais.  
Hélicon : Je n’ai pas de raisons de ne pas le faire.  
[...] À quoi puis-je t’aider ?  
Caligula : À l’impossible.  
Hélicon : Je ferai pour le mieux.”*

Albert Camus, *Caligula*

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Lots de données</b>	<b>204</b>
6.1.1	Conditions de déclenchement	204
6.1.2	Critères de qualité des données	205
<b>6.2</b>	<b>Bruits de fond</b>	<b>205</b>
6.2.1	Bruit de fond QCD	205
6.2.2	Bruits de fond du Modèle Standard	206
<b>6.3</b>	<b>Signal</b>	<b>213</b>
<b>6.4</b>	<b>Objets utilisés et traitement de la simulation</b>	<b>213</b>
6.4.1	Objets	213
6.4.2	Traitement spécifique de la simulation	214
<b>6.5</b>	<b>Sélection</b>	<b>214</b>
6.5.1	Stratégie globale	215
6.5.2	Pré-sélection	215
6.5.3	Sélection	218
6.5.4	Etiquetabilité	220
<b>6.6</b>	<b>Lot de contrôle des fonds physiques</b>	<b>223</b>
6.6.1	Sélection	223
6.6.2	Résultats	223
<b>6.7</b>	<b>Estimation du fond QCD</b>	<b>223</b>
<b>6.8</b>	<b>Lot de signal</b>	<b>227</b>
6.8.1	Sélection et Résultats	227
6.8.2	Identification des jets issus de quarks b	227
<b>6.9</b>	<b>Analyse Discriminante</b>	<b>238</b>

6.9.1	Introduction . . . . .	238
6.9.2	Construction de l'arbre . . . . .	238
6.9.3	Stimulation . . . . .	239
6.9.4	Lots de données et variables . . . . .	239
6.9.5	Optimisation de la stimulation . . . . .	240
6.9.6	Résultats . . . . .	242
<b>6.10</b>	<b>Incertitudes systématiques . . . . .</b>	<b>242</b>
<b>6.11</b>	<b>Résultats finaux . . . . .</b>	<b>249</b>
6.11.1	Méthode Statistique . . . . .	249
6.11.2	Limites supérieures sur la production du boson de Higgs . . . . .	249
<b>6.12</b>	<b>Conclusion et perspectives . . . . .</b>	<b>252</b>

---

Ce chapitre décrit la recherche du boson de Higgs dans le canal  $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  à l'aide du détecteur DØ décrit dans le chapitre 2. Ce canal est l'un des plus prometteurs pour la découverte d'un boson de Higgs de basse masse ( $m_H \leq 135$  GeV) au TeVatron [152]. La collaboration DØ a déjà publié une recherche de ce processus, basée sur les données du *Run IIa* (environ  $900 \text{ pb}^{-1}$ ) [153]. Nous nous proposons de présenter une extension de cette recherche avec une statistique d'environ  $2.1 \text{ fb}^{-1}$ , correspondant à l'ensemble des données du *Run IIa* ainsi qu'une fraction des données du *Run IIb*. Comme nous l'avons dit dans le chapitre 1, une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs ( $m_H > 114.4$  GeV) a été posée par le LEP à partir des analyses de la réaction  $e^+e^- \rightarrow HZ$  [155]. Une limite supérieure à 154 GeV peut être aussi déduite à partir des tests de précision de la physique électro-faible [29]. Ici et dans tout ce qui suit, toutes les limites citées le seront à un niveau de confiance de 95%.

L'état final considéré dans cette analyse consiste en une paire de jets de b provenant de la désintégration du boson de Higgs, ainsi qu'à de l'énergie transverse manquante due à la non-détection des neutrinos résultant de la désintégration du boson Z (voir figure 6.1). En conséquence, cette recherche est également sensible au canal HW, où le lepton de la désintégration leptonique du W ( $W \rightarrow \ell\nu$ ) n'est pas détecté ou identifié. Deux sources principales de bruit de fond sont à considérer. D'une part, le bruit de fond dit "physique" (aussi appelé bruit de fond du modèle standard (SM<sup>1</sup>) dans la suite). Il comprend les productions des bosons W ou Z associés à des jets, des dibosons (WW, ZZ, WZ) ou du quark top (par paire ou célibataire). D'autre part, le bruit de fond instrumental, noté également bruit de fond QCD dans ce qui suit. Il provient de la production d'événements multijets par interaction forte, avec de l'énergie transverse manquante factice résultant de fluctuations dans la mesure de l'énergie des jets.

La stratégie générale de cette recherche consiste dans un premier temps à appliquer une sélection cinématique pour rejeter un maximum de bruit de fond QCD. Dans un second temps, il est demandé que les jets sélectionnés soient identifiés comme des jets issus de quarks b. Finalement, la discrimination entre le signal et les bruits de fond restants est obtenue au moyen d'une analyse statistique multivariées utilisant un arbre de décision stimulé (BDT<sup>2</sup>).

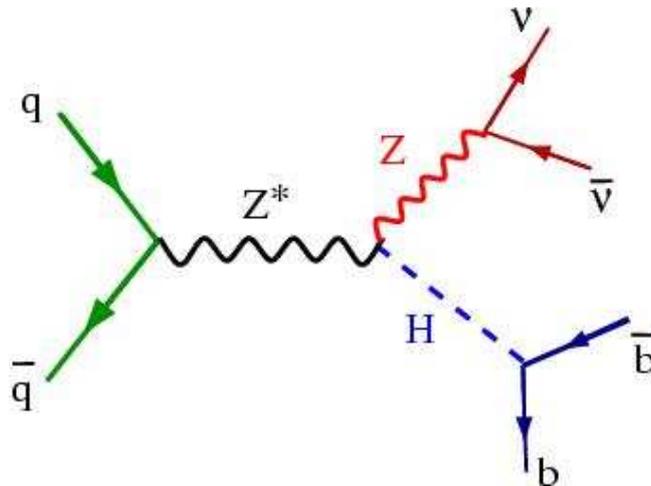


FIG. 6.1 – Exemple de diagramme de Feynman de la production d'un boson de Higgs (se désintégrant en deux quarks b) en association avec un boson Z (se désintégrant en deux neutrinos).

<sup>1</sup>pour *Standard Model* en anglais.

<sup>2</sup>pour *Boosted Decision Tree*.

## 6.1 Lots de données

Les données utilisées dans l'analyse présentée dans ce manuscrit ont été collectées par le détecteur DØ entre Juillet 2003 et Août 2007 et combinent les prises de données du *Run IIa* et du *Run IIb*. Les collisions antérieures à Avril 2003 n'ont pas été retenues car il n'existait aucune condition de déclenchement spécifique aux topologies jets+ $\cancel{E}_T$ . Les données collectées entre Avril 2003 et Juillet 2003 ont également été rejetées car aucune mesure de l'efficacité de la condition de déclenchement utilisée n'était disponible. Ces données ne représentent cependant qu'une petite fraction du *Run IIa* (environ  $60 \text{ pb}^{-1}$ ). Le tableau 6.1 résume les luminosités intégrées enregistrées par chacune des conditions de déclenchement utilisée par cette analyse (voir la section suivante). L'ensemble correspond finalement à une luminosité intégrée totale de  $2397 \text{ pb}^{-1}$ .

Liste	Conditions de déclenchement	$\mathcal{L}_{del}$	$\mathcal{L}_{rec}$	$\mathcal{L}_{good}$
v12.10–v12.40	MHT30_3CJT5	275.7	248.7	226.2
v13.00–v14.00	JT1_ACO_MHT_HT	458.3	420.2	373.7
v14.00–v15.00	JT1_ACO_MHT_HT	414.6	386.8	332.2
Total Run IIa		1148.6	1055.7	932.1
–				
v15.00–v15.19	JT1_ACO_MHT_HT	329.4	249.5	208.6
v15.20–v16.00	JT1_MET	1171.6	1092.0	1006.8
Total Run IIb		1501.0	1341.5	1215.4

TAB. 6.1 – Luminosité intégrée délivrée  $\mathcal{L}_{del}$  par le TeVatron (en  $\text{pb}^{-1}$ ), enregistrée  $\mathcal{L}_{rec}$  par le détecteur DØ (en prenant en compte les temps morts lors de la prise de données) et disponible  $\mathcal{L}_{good}$  pour les analyses (après les coupures de critères de qualité des données), pour le *Run IIa* et le *Run IIb*. Les conditions de déclenchement listées ici sont celles qui ont servi pour déterminer la luminosité intégrée.

### 6.1.1 Conditions de déclenchement

Pour les données collectées lors du *Run IIa*, deux conditions de déclenchement ont été utilisées :

- MHT30\_3CJT5 : au Niveau 1, les événements retenus doivent avoir au moins 3 tours de déclenchement possédant une énergie transverse supérieure à 5 GeV et vérifiant  $\eta < 3.2$  (notée CJT(3,5)). Au Niveau 2 (resp. Niveau 3), la variable  $\cancel{E}_T$ , définie comme la somme vectorielle des énergies transverses des jets de Niveau 2 (resp. Niveau 3) (voir section 5.2.2 c)), est construite. Les événements vérifiant la condition  $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$  (resp.  $\cancel{E}_T > 30 \text{ GeV}$ ) sont gardés. MHT30\_3CJT5 a fonctionné jusqu'en juin 2004, période à laquelle les pics de luminosité instantanée atteints par le TeVatron ont nécessité son remplacement par JT1\_ACO\_MHT\_HT.
- JT1\_ACO\_MHT\_HT : Le Niveau 1 a été durci par rapport à MHT30\_3CJT5 : en plus de CJT(3,5), il est demandé que les événements possèdent au moins 3 tours de déclenchement avec une énergie transverse supérieure à 4 GeV et vérifiant  $\eta < 2.6$  (notée CJT(3,4,2.6)). En novembre 2005, il a été demandé en plus que les événements retenus possèdent au moins une tour de déclenchement avec une énergie transverse supérieure à 7 GeV et vérifiant  $\eta < 1.8$ . Au Niveau 2, une condition sur la différence d'angle azimuthal ( $\Delta\phi$ ) entre les deux jets de plus grand  $p_T$  a été ajoutée. Les événements retenus doivent donc vérifier  $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$  et  $\Delta\phi(j1, j2) < 168.75^\circ$ . Au Niveau 3, les événements sont gardés s'ils vérifient  $\cancel{E}_T > 30 \text{ GeV}$ ,  $\Delta\phi(j1, j2) < 170^\circ$  et  $H_T > 50 \text{ GeV}$ ,  $H_T$  étant définie comme la somme

scalaire des énergies transverses des jets. Une condition sur l'angle minimal entre les jets et  $\cancel{E}_T$  ( $\Delta\phi_{min}(\text{jets}, \cancel{E}_T)$ ) a été ajoutée au printemps 2005, les événements retenus devant vérifier en plus :  $\Delta\phi_{min}(\text{jets}, \cancel{E}_T) > 25^\circ$ .

Les conditions de déclenchement utilisées lors du *Run IIb* sont les suivantes :

- MJ\_ACO\_MHT\_HT “OU” JT1\_ACO\_MHT\_HT “OU” JT2\_ACO\_MHT\_HT. Ces conditions de déclenchement ont fonctionné durant les premiers mois du *Run IIb*, avant d'être remplacées par celles décrites, ci-après.
- MJ\_MET “OU” JT1\_MET “OU” JT2\_MET. Les conditions des Niveaux 1 et 2 sont les mêmes que précédemment, le Niveau 3 ayant été revisité pour les besoins du *Run IIb* (voir section 5.2.4).

Ces conditions ont été décrites en détail lors du chapitre précédent (voir les tableaux 5.2 et 5.8).

Notons enfin que seules les conditions de déclenchement spécifiques aux topologies dijet+ $\cancel{E}_T$  sont utilisées, les conditions propres aux états finals multijet+ $\cancel{E}_T$  (JT2\_MHT25\_HT par exemple) ne permettant pas d'augmenter l'efficacité sur le signal.

La détermination de l'efficacité de déclenchement et leur application à la simulation est basée sur les paramétrisations détaillées dans la section 5.3.1 pour le *Run IIa* et dans la section 5.3.2 pour le *Run IIb*.

### 6.1.2 Critères de qualité des données

Dans l'analyse présentée dans cette thèse, seules les données dont la qualité a été jugée bonne sont conservées. Les prises de données collectées dans de mauvaises conditions pour le CFT, le SMT, le calorimètre et le système à muons ont été rejetées (voir section 3.3). De même, les blocs de luminosité déclarés mauvais n'ont pas été gardés. Finalement, les événements ayant subi des dysfonctionnements connus du calorimètre ont été écartés.

Après cette étape, la luminosité intégrée disponible pour l'analyse s'établit à  $2083 \text{ pb}^{-1}$ .

## 6.2 Bruits de fond

Les bruits de fond sont l'ensemble des processus qui, pour des raisons physiques ou instrumentales, possèdent le même état final que le signal recherché. Nous distinguerons dans la suite le bruit de fond QCD et le bruit de fond du Modèle Standard.

### 6.2.1 Bruit de fond QCD

Le bruit de fond QCD correspond, dans cette analyse, à la production par interaction forte de processus multijet<sup>3</sup>. Ils ont une topologie différente du signal recherché, pas d'énergie transverse manquante et, idéalement, ne devraient pas contribuer aux bruits de fond de cette recherche. Cependant, en raison des fluctuations dans la mesure de l'énergie des jets, de l'énergie transverse manquante factice peut être créée. La probabilité que cela arrive est faible mais elle est à mettre en perspective avec les sections efficaces de production de ces processus (de l'ordre du millibarn) et celles des signaux Higgs (de l'ordre du dixième voire centième de picobarn).

La difficulté de modéliser précisément ces processus, tant du point de vue théorique qu'instrumental, nous a conduit à évaluer leur contribution à partir des données. La méthode employée sera décrite dans la section 6.7.

<sup>3</sup>Ils incluent par exemple les production dijet du type  $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}$ ,  $p\bar{p} \rightarrow qg$  ou  $p\bar{p} \rightarrow gg$ .

## 6.2.2 Bruits de fond du Modèle Standard

### a) Généralités

Les bruits de fond du Modèle Standard correspondent à l'ensemble des processus prédits par le Modèle Standard (hormis ceux discutés dans la section précédente) qui sont susceptibles de présenter le même état final que le signal recherché.

Le processus  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jets}$  est un bruit de fond irréductible car il possède exactement la même topologie que le signal. La modélisation de l'impulsion transverse du boson  $Z$ , cruciale car responsable de l'énergie transverse manquante dans ce cas là, a fait l'objet de nombreuses études au sein de la collaboration DØ (voir [157] par exemple).

De par sa section efficace de production élevée, le processus  $W + \text{jets}$  est un des bruits de fond les plus importants de cette analyse. La désintégration leptonique du boson  $W$  selon  $W \rightarrow l\nu$  offre en effet un état final comprenant des jets et de l'énergie transverse manquante si le lepton n'est pas identifié ou reconstruit. Ce dernier cas peut se produire dans le cas d'un électron échouant par exemple dans la région inter-cryostatique du calorimètre. La production de boson  $Z$  se désintégrant leptoniquement ( $Z \rightarrow \ell\ell$ ) est également à considérer, bien qu'étant de moindre importance. La section efficace de production d'un boson  $Z$  est en effet inférieure d'un facteur 10 environ à celle d'un boson  $W$  et il faut de plus que les deux leptons ne soient pas détectés afin d'obtenir un état final similaire au signal.

La production de paires de bosons  $W$  et  $Z$ , dans les processus  $ZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  ou  $WZ \rightarrow q\bar{q}'\nu\bar{\nu}$  par exemple, est également prise en compte. Enfin, la production de quark top par paire ou de manière célibataire ( $t\bar{t} \rightarrow \nu b q \bar{q}' \bar{b}$  ou  $t(q)\bar{b} \rightarrow \nu b(q)\bar{b}$  par exemple, respectivement) est considérée.

### b) Génération

Tous les bruits de fond du Modèle Standard ont été obtenus à l'aide de la simulation. Ils ont été produits séparément pour le *Run IIa* et le *Run IIb*.

Les processus  $W/Z + \text{jets}$  ainsi que  $t\bar{t}$  ont été générés avec ALPGEN, interfacé avec PYTHIA pour les radiations dans les états initiaux et finaux ainsi que pour l'hadronisation des partons. Ils ont été produits par intervalles exclusifs<sup>4</sup> de partons légers (quarks u, d, s ou gluons), hormis pour l'intervalle de plus grande multiplicité de jets qui a été produit de façon inclusive. Un algorithme dit de *matching* (voir section 2.4) est appliqué afin d'éviter le double comptage dans les régions d'espace des phases qui peuvent être peuplées à la fois par ALPGEN et PYTHIA. Les productions des saveurs légères (quarks u, d, s et gluons) et lourdes (b, c) associées aux bosons  $W$  et  $Z$  ont été générées séparément, et une attention particulière a été portée afin d'éviter tout double comptage dans les saveurs lourdes produites directement par ALPGEN ou ensuite par PYTHIA (voir section 2.4).

La production de quark top célibataire a été générée avec COMPHEP interfacé avec PYTHIA tandis que ce dernier a été utilisé, seul, pour la production des processus dibosons.

Les sections efficaces fournies par ALPGEN ont été calculées à l'ordre des logarithmes dominants ( $LL^5$ ) de la théorie des perturbations. Les corrections d'ordre supérieur étant importantes, nous avons appliqué des facteurs de correction aux sections efficaces  $LL$ , appelés facteurs K (voir la section 1.4.3). Ils sont détaillés dans le tableau 6.2. Les facteurs K des processus avec saveurs légères ont été estimés à partir des données, avant d'appliquer la procédure d'identification des jets issus de quarks b (voir [158] pour les  $Z + \text{jets}$  par exemple). Les fractions de saveurs lourdes ont été obtenues à partir de MCFM [159]. La version d'ALPGEN utilisée pour le *Run IIa* et le *Run IIb* est différente. Il en résulte une diminution par deux des sections efficaces relatives aux

<sup>4</sup>C'est-à-dire pour un nombre donné de partons dans l'état final.

<sup>5</sup>pour *Leading Logarithm*

processus contenant des saveurs lourdes. C'est l'origine du facteur "2" supplémentaire dans le tableau 6.2 pour le *Run IIb*. Les sections efficaces des processus top et dibosons ont été calculées au niveau  $NNLO$ <sup>6</sup> et sont issues de la référence [160].

Pour toutes ces simulations (incluant les signaux, voir section 6.8), les densités de partons CTEQ6L1 [124] ont été utilisées. En outre, des événements *ZB* (voir la section 4.1.2) collectés avec le détecteur ont été superposés à la simulation afin de reproduire les effets de bruit, d'empilement ou d'interactions multiples.

La liste de tous les processus considérés est résumée dans les tableaux 6.3 à 6.7.

Période	Processus	Facteur K	Processus	Facteur K
<i>Run IIa</i>	W + saveurs légères	1.4	Z + saveurs légères	1.23
	W + c	1.4*1.5	Z + c	1.23*1.5
	W + b	1.4*1.5	Z + b	1.23*1.5
<i>Run IIb</i>	W + saveurs légères	1.4	Z + saveurs légères	1.23
	W + c	1.4*1.5*1.9	Z + c	1.23*1.5*1.9
	W + b	1.4*1.5*2	Z + b	1.23*1.5*2

TAB. 6.2 – Facteurs K utilisés pour les simulations du *Run IIa* et du *Run IIb*.

<sup>6</sup>pour *Next-to-Next-to-Leading Order*.

Mode	<i>Run IIa</i>		<i>Run IIb</i>	
	$\sigma$ (pb)	# d'événements	$\sigma$ (pb)	# d'événements
$W(\rightarrow l\nu)+0lp$ (excl.)	4623	2255167	4522	10965777
$W(\rightarrow l\nu)+1lp$ (excl.)	1279	2758555	1280	3924987
$W(\rightarrow l\nu)+2lp$ (excl.)	303.8	1559576	298.1	2667445
$W(\rightarrow l\nu)+3lp$ (excl.)	72.20	785913	69.87	1393909
$W(\rightarrow l\nu)+4lp$ (excl.)	16.33	778564	15.72	1279062
$W(\rightarrow l\nu)+5lp$ (incl.)	5.940	57774	4.769	220670
$W(\rightarrow l\nu)+2c+0lp$ (excl.)	71.15	481503	23.98	1092255
$W(\rightarrow l\nu)+2c+1lp$ (excl.)	29.85	335083	13.35	951850
$W(\rightarrow l\nu)+2c+2lp$ (excl.)	10.25	285803	5.392	567312
$W(\rightarrow l\nu)+2c+3lp$ (incl.)	11.28	373273	2.501	476384
$W(\rightarrow l\nu)+2b+0lp$ (excl.)	19.17	738439	9.356	1461557
$W(\rightarrow l\nu)+2b+1lp$ (excl.)	7.939	260529	4.264	1123044
$W(\rightarrow l\nu)+2b+2lp$ (excl.)	2.637	171158	1.526	658814
$W(\rightarrow l\nu)+2b+3lp$ (incl.)	1.068	163850	0.7279	486397
$WZ$ ( $\rightarrow$ incl.)	3.700	670620	3.700	450965
$WW$ ( $\rightarrow$ incl.)	12.40	2388496	12.40	703331
$ZZ$ ( $\rightarrow$ incl.)	1.399	669662	1.399	450392
$t + b \rightarrow e\nu b + b$	0.09779	109047	0.1208	234078
$t + b \rightarrow \mu\nu b + b$	0.09779	89257	0.1209	263508
$t + b \rightarrow \tau\nu b + b$	0.09779	130759	0.1209	227950
$t + q + b \rightarrow e\nu b + qb$	0.2200	130068	0.2526	266231
$t + q + b \rightarrow \mu\nu b + qb$	0.2200	137559	0.2526	254658
$t + q + b \rightarrow \tau\nu b + qb$	0.2200	116671	0.2526	265075
$t + t + 0lp \rightarrow 2b + 4lp$ (excl.)	1.912	96708	2.250	732419
$t + t + 1lp \rightarrow 2b + 5lp$ (excl.)	0.7922	90094	0.9100	283433
$t + t + 2lp \rightarrow 2b + 6lp$ (incl.)	0.3894	23721	0.4500	164815
$t + t + 0lp \rightarrow l\nu + 2b + 2lp$ (excl.)	1.831	518218	2.161	743509
$t + t + 1lp \rightarrow l\nu + 2b + 3lp$ (excl.)	0.7604	97744	0.8716	415732
$t + t + 2lp \rightarrow l\nu + 2b + 4lp$ (incl.)	0.3743	92667	0.4315	162647
$t + t + 0lp \rightarrow 2l + 2\nu + 2b + 0lp$ (excl.)	0.4388	366650	0.5180	274371
$t + t + 1lp \rightarrow 2l + 2\nu + 2b + 1lp$ (excl.)	0.1824	235685	0.2096	131987

TAB. 6.3 – Lots de bruits de fond physiques simulés (bosons W, dibosons et quark top), avec les sections efficaces  $\sigma$  correspondantes (sans les facteurs K pour les processus W) et le nombre d'événements générés (après application des critères de qualité des données), pour le *Run IIa* et le *Run IIb*. La mention “excl.” (resp. “incl.”) signifie que le processus a été généré de manière exclusive (resp. inclusive).

Mode	$\sigma$ (pb)	# d'événements
$Z+0lp \rightarrow ee+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	140.3	2029858
$Z+1lp \rightarrow ee+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	42.27	362770
$Z+2lp \rightarrow ee+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	10.47	250172
$Z+3lp \rightarrow ee+3lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	3.415	225307
$Z+0lp \rightarrow ee+0lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.9085	93282
$Z+1lp \rightarrow ee+1lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.3654	83991
$Z+2lp \rightarrow ee+2lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.09864	86178
$Z+3lp \rightarrow ee+3lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (incl.)	0.03786	74660
$Z+0lp \rightarrow \mu\mu+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	139.7	2276273
$Z+1lp \rightarrow \mu\mu+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	41.85	374537
$Z+2lp \rightarrow \mu\mu+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	10.38	177875
$Z+3lp \rightarrow \mu\mu+3lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	3.330	241860
$Z+0lp \rightarrow \mu\mu+0lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.9049	100316
$Z+1lp \rightarrow \mu\mu+1lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.3640	90712
$Z+2lp \rightarrow \mu\mu+2lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.09903	86250
$Z+3lp \rightarrow \mu\mu+3lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (incl.)	0.03702	73214
$Z+0lp \rightarrow \tau\tau+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	139.6	2422360
$Z+1lp \rightarrow \tau\tau+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	42.00	555750
$Z+2lp \rightarrow \tau\tau+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	10.80	263469
$Z+3lp \rightarrow \tau\tau+3lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	3.350	233687
$Z+0lp \rightarrow \tau\tau+0lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.9084	98815
$Z+1lp \rightarrow \tau\tau+1lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.3723	89697
$Z+2lp \rightarrow \tau\tau+2lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.1021	80372
$Z+3lp \rightarrow \tau\tau+3lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (incl.)	0.03672	71102
$Z+0lp \rightarrow \nu\nu+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	818.0	737795
$Z+1lp \rightarrow \nu\nu+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	245.5	1224704
$Z+2lp \rightarrow \nu\nu+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	61.18	241235
$Z+3lp \rightarrow \nu\nu+3lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	14.60	76159
$Z+4lp \rightarrow \nu\nu+4lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	3.368	90016
$Z+5lp \rightarrow \nu\nu+5lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	1.732	73885

TAB. 6.4 – Lots de bruits de fond  $Z$  + saveurs légères, avec les sections efficaces  $\sigma$  associées (sans les facteurs K) et le nombre d'événements générés (après application des critères de qualité des données) pour le *Run IIa*. La mention “excl.” (resp. “incl.”) signifie que le processus a été généré de manière exclusive (resp. inclusive). Les lots ont été générés pour différents intervalles de masse du boson  $Z$   $m_Z$  (en GeV).

Mode	$\sigma$ (pb)	# d'événements
$Z+cc+0lp \rightarrow cc+ee+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	3.049	47251
$Z+cc+1lp \rightarrow cc+ee+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	1.072	42462
$Z+cc+2lp \rightarrow cc+ee+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.4237	21921
$Z+cc+0lp \rightarrow cc+\mu\mu+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	3.045	46416
$Z+cc+1lp \rightarrow cc+\mu\mu+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	1.074	42775
$Z+cc+2lp \rightarrow cc+\mu\mu+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.4119	23089
$Z+cc+0lp \rightarrow cc+\tau\tau+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	3.052	39295
$Z+cc+1lp \rightarrow cc+\tau\tau+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	1.076	43460
$Z+cc+2lp \rightarrow cc+\tau\tau+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.4199	20930
$Z+cc+0lp \rightarrow cc+\nu\nu+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	17.74	170253
$Z+cc+1lp \rightarrow cc+\nu\nu+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	6.262	89057
$Z+cc+2lp \rightarrow cc+\nu\nu+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	3.513	90662
$Z+bb+0lp \rightarrow bb+ee+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.9878	230203
$Z+bb+1lp \rightarrow bb+ee+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.3675	47697
$Z+bb+2lp \rightarrow bb+ee+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.1474	20702
$Z+bb+0lp \rightarrow bb+\mu\mu+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.9898	266689
$Z+bb+1lp \rightarrow bb+\mu\mu+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.3698	48002
$Z+bb+2lp \rightarrow bb+\mu\mu+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.1474	21404
$Z+bb+0lp \rightarrow bb+\tau\tau+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.9893	92573
$Z+bb+1lp \rightarrow bb+\tau\tau+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.3695	181172
$Z+bb+2lp \rightarrow bb+\tau\tau+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.1476	86157
$Z+bb+0lp \rightarrow bb+\nu\nu+0lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	5.806	189599
$Z+bb+1lp \rightarrow bb+\nu\nu+1lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (excl.)	2.149	88121
$Z+bb+2lp \rightarrow bb+\nu\nu+2lp$ ( $60 < m_Z < 130$ ) (incl.)	1.241	87280

TAB. 6.5 – Lots de bruits de fond  $Z$  + saveurs lourdes, avec les sections efficaces  $\sigma$  associées (sans les facteurs  $K$ ) et le nombre d'événements générés (après application des critères de qualité des données) pour le *Run IIa*. La mention “excl.” (resp. “incl.”) signifie que le processus a été généré de manière exclusive (resp. inclusive). Les lots ont été générés pour différents intervalles de masse du boson  $Z$   $m_Z$  (en GeV).

Mode	$\sigma$ (pb)	# d'événements
$Z+0lp \rightarrow ee+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	133.0	1289343
$Z+0lp \rightarrow ee+0lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (excl.)	338.1	781402
$Z+1lp \rightarrow ee+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	40.67	675818
$Z+1lp \rightarrow ee+1lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (excl.)	40.00	647656
$Z+2lp \rightarrow ee+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	9.744	381043
$Z+2lp \rightarrow ee+2lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (excl.)	9.708	422820
$Z+3lp \rightarrow ee+3lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	3.116	236286
$Z+3lp \rightarrow ee+3lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (incl.)	2.646	442367
$Z+0lp \rightarrow ee+0lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.8901	369001
$Z+1lp \rightarrow ee+1lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.3604	180122
$Z+2lp \rightarrow ee+2lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.09697	182473
$Z+3lp \rightarrow ee+3lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (incl.)	pas encore disponible	
$Z+0lp \rightarrow \mu\mu+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	133.0	1374383
$Z+0lp \rightarrow \mu\mu+0lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (excl.)	338.1	835168
$Z+1lp \rightarrow \mu\mu+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	40.67	679275
$Z+1lp \rightarrow \mu\mu+1lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (excl.)	39.93	606521
$Z+2lp \rightarrow \mu\mu+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	9.750	488783
$Z+2lp \rightarrow \mu\mu+2lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (excl.)	9.660	325382
$Z+3lp \rightarrow \mu\mu+3lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	3.115	194329
$Z+3lp \rightarrow \mu\mu+3lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (incl.)	2.641	198829
$Z+0lp \rightarrow \mu\mu+0lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.8900	366022
$Z+1lp \rightarrow \mu\mu+1lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.3613	184108
$Z+2lp \rightarrow \mu\mu+2lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.09679	179478
$Z+3lp \rightarrow \mu\mu+3lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (incl.)	0.03244	182364
$Z+0lp \rightarrow \tau\tau+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	132.9	1157117
$Z+0lp \rightarrow \tau\tau+0lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (excl.)	338.0	810370
$Z+1lp \rightarrow \tau\tau+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	40.56	758587
$Z+1lp \rightarrow \tau\tau+1lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (excl.)	40.11	478157
$Z+2lp \rightarrow \tau\tau+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	9.753	392033
$Z+2lp \rightarrow \tau\tau+2lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (excl.)	9.648	327538
$Z+3lp \rightarrow \tau\tau+3lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	3.120	290680
$Z+3lp \rightarrow \tau\tau+3lp$ ( $15 < m_Z < 75$ ) (incl.)	2.645	321055
$Z+0lp \rightarrow \tau\tau+0lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.9080	374672
$Z+1lp \rightarrow \tau\tau+1lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	0.3719	181754
$Z+2lp \rightarrow \tau\tau+2lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (excl.)	pas encore disponible	
$Z+3lp \rightarrow \tau\tau+3lp$ ( $130 < m_Z < 250$ ) (incl.)	0.03666	179750
$Z+0lp \rightarrow \nu\nu+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	805.0	371254
$Z+1lp \rightarrow \nu\nu+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	243.9	388319
$Z+2lp \rightarrow \nu\nu+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	60.09	189709
$Z+3lp \rightarrow \nu\nu+3lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	14.21	192296
$Z+4lp \rightarrow \nu\nu+4lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	3.088	98813
$Z+5lp \rightarrow \nu\nu+5lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.9330	48993

TAB. 6.6 – Lots de bruits de fond  $Z$  + saveurs légères, avec les sections efficaces  $\sigma$  associées (sans les facteurs K) et le nombre d'événements générés (après application des critères de qualité des données) pour le *Run IIb*. La mention “excl.” (resp. “incl.”) signifie que le processus a été généré de manière exclusive (resp. inclusive). Les lots ont été générés pour différents intervalles de masse du boson  $Z$   $m_Z$  (en GeV).

Mode	$\sigma$ (pb)	# d'événements
$Z+cc+0lp \rightarrow cc+ee+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.9300	182390
$Z+cc+1lp \rightarrow cc+ee+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.5030	88187
$Z+cc+2lp \rightarrow cc+ee+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.2810	44346
$Z+cc+0lp \rightarrow cc+\mu\mu+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.9310	191225
$Z+cc+1lp \rightarrow cc+\mu\mu+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.5030	88897
$Z+cc+2lp \rightarrow cc+\mu\mu+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.2819	50638
$Z+cc+0lp \rightarrow cc+\tau\tau+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.9310	256531
$Z+cc+1lp \rightarrow cc+\tau\tau+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.5010	99541
$Z+cc+2lp \rightarrow cc+\tau\tau+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.2829	50086
$Z+cc+0lp \rightarrow cc+\nu\nu+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	5.578	381567
$Z+cc+1lp \rightarrow cc+\nu\nu+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	2.994	196273
$Z+cc+2lp \rightarrow cc+\nu\nu+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	1.685	94990
$Z+bb+0lp \rightarrow bb+ee+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.4179	197407
$Z+bb+1lp \rightarrow bb+ee+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.1900	96421
$Z+bb+2lp \rightarrow bb+ee+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.09819	47676
$Z+bb+0lp \rightarrow bb+\mu\mu+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.4179	207377
$Z+bb+1lp \rightarrow bb+\mu\mu+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.1900	99779
$Z+bb+2lp \rightarrow bb+\mu\mu+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.09859	49052
$Z+bb+0lp \rightarrow bb+\tau\tau+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.4179	194656
$Z+bb+1lp \rightarrow bb+\tau\tau+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	0.1900	101840
$Z+bb+2lp \rightarrow bb+\tau\tau+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.09869	47840
$Z+bb+0lp \rightarrow bb+\nu\nu+0lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	2.512	363027
$Z+bb+1lp \rightarrow bb+\nu\nu+1lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (excl.)	1.143	176026
$Z+bb+2lp \rightarrow bb+\nu\nu+2lp$ ( $75 < m_Z < 130$ ) (incl.)	0.5979	89355

TAB. 6.7 – Lots de bruits de fond  $Z$  + saveurs lourdes, avec les sections efficaces  $\sigma$  associées (sans les facteurs  $K$ ) et le nombre d'événements générés (après application des critères de qualité des données) pour le *Run IIb*. La mention “excl.” (resp. “incl.”) signifie que le processus a été généré de manière exclusive (resp. inclusive). Les lots ont été générés pour différents intervalles de masse du boson  $Z$   $m_Z$  (en GeV).

## 6.3 Signal

Les signaux Higgs (HZ et HW) ont été générés avec **PTYHIA**. Des masses de boson de Higgs allant de 105 à 145 GeV, par pas de 10 GeV, ont été considérées pour cette analyse. Les prédictions *NNLO* des sections efficaces ont été utilisées [161].

Le tableau 6.8 résume les signaux utilisés.

Mode	<i>Run IIa</i>		<i>Run IIb</i>	
	$\sigma$ (pb)	# d'événements	$\sigma$ (pb)	# d'événements
$HZ(\rightarrow bb\nu\nu)$ ( $m_H=105$ GeV)	0.02278	46966	0.02278	96912
$HW(\rightarrow bbl\nu)$ ( $m_H=105$ GeV)	0.06271	187639	0.06271	112520
$HZ(\rightarrow bb\nu\nu)$ ( $m_H=115$ GeV)	0.01563	48013	0.01563	99313
$HW(\rightarrow bbl\nu)$ ( $m_H=115$ GeV)	0.04225	187620	0.04225	98174
$HZ(\rightarrow bb\nu\nu)$ ( $m_H=125$ GeV)	0.009830	48036	0.009830	86096
$HW(\rightarrow bbl\nu)$ ( $m_H=125$ GeV)	0.02611	187549	0.02611	96211
$HZ(\rightarrow bb\nu\nu)$ ( $m_H=135$ GeV)	0.005369	48341	0.005369	89469
$HW(\rightarrow bbl\nu)$ ( $m_H=135$ GeV)	0.01404	185989	0.01404	97800
$HZ(\rightarrow bb\nu\nu)$ ( $m_H=145$ GeV)	0.002429	93007	0.002429	128683
$HW(\rightarrow bbl\nu)$ ( $m_H=145$ GeV)	0.006259	174899	0.006259	96135

TAB. 6.8 – Lots de signaux Higgs simulés avec les sections efficaces associées ( $\sigma$ ) et le nombre d'événements générés (après application des critères de qualité des données).

## 6.4 Objets utilisés et traitement de la simulation

### 6.4.1 Objets

Tous les jets utilisés pour cette analyse ont été corrigés par l'échelle absolue d'énergie des jets (*JES*, voir chapitre 4.1), ont une impulsion transverse minimum de 15 GeV et doivent être "bons" du point de vue de l'identification (voir section 3.2.4 c)). Aucune association spatiale des jets aux objets électromagnétiques n'est effectuée car les événements pour lesquels un électron isolé a été identifié seront par la suite rejetés. Ces électrons doivent vérifier les conditions suivantes (voir section 3.2.4 b)) :

- $p_T > 15$  GeV et  $|\eta_{det}| < 1.1$  ou  $1.5 < |\eta_{det}| < 2.5$ ,
- **iso** < 0.15,
- **emf** > 0.90,
- **HMx7** < 50,
- $L_{EM} > 0.85$ ,
- la trace associée à l'électron doit avoir une impulsion transverse supérieure à 5 GeV.

Les muons utilisés doivent être de qualité *medium*, de type *nseg=3* (voir section 3.2.3 a)) et ne pas être identifiés comme des muons cosmiques. La trace associée au muon doit être de qualité *medium* (voir section 3.2.3 c)). Finalement, les critères d'isolation suivants doivent être respectés :

- **ScaledTrackHalo** < 0.06,
- **ScaledCalorimeterHalo** < 0.08.

Ces définitions d'électrons et de muons ont été adoptées afin de rester orthogonal aux recherches dédiées du boson de Higgs dans le canal WH.

Deux types d'énergie transverse manquante seront utilisées,  $METBCorrCalo$  et  $METB-CorrCaloMU$ , calculées comme indiqué dans la section 3.2.4 d).

## 6.4.2 Traitement spécifique de la simulation

La simulation ne reproduisant pas parfaitement les données, notamment du point de vue instrumental, il est nécessaire d'y appliquer une série de corrections.

Que ce soit dans les données ou la simulation, une fraction des événements a été rejetée en raison de problèmes du calorimètre. L'efficacité introduite par cette coupure a été mesurée dans les événements  $ZB$  [162] :

$$\epsilon_{CalQual} = 0.97 \pm 0.01. \quad (6.1)$$

Cette efficacité a été mesurée séparément pour le *Run IIa* et le *Run IIb* et la même valeur de 0.97 a été trouvée. Ce nombre est utilisé pour repondérer la simulation.

En plus des corrections de  $JES$ , l'énergie des jets est modifiée par la méthode  $S.S.R.$  décrite dans le chapitre 4.2. En outre, les différences d'efficacité d'identification des jets entre les données et la simulation ont été prises en compte (voir section 3.2.4 c)).

La résolution de l'énergie des muons (resp. des électrons) étant surestimée dans la simulation, elle a été dégradée afin de mieux correspondre à celle observée dans les données. Cette procédure a été décrite dans la section 3.2.3 d) (resp. 3.2.4 b)). Les différences d'efficacités de reconstruction et d'identification entre les données et la simulation ont été corrigées.

Toutes les modifications des énergies des objets dans la simulation ont été propagées à l'énergie transverse manquante.

Enfin, le profil de luminosité instantanée des événements  $ZB$  superposés à la simulation ne reflète pas exactement celui observé dans les données. Ce dernier a été mesuré, à la fois pour le *Run IIa* et le *Run IIb*. Il a été fait de même pour tous les processus simulés. Ceux-ci ont ensuite été repondérés afin de reproduire le profil des données. La figure 6.2 montre la distribution du profil de luminosité (pour le *Run IIb*) avant et après cette repondération. Bien qu'encore non parfaite, elle s'est grandement améliorée après les corrections.

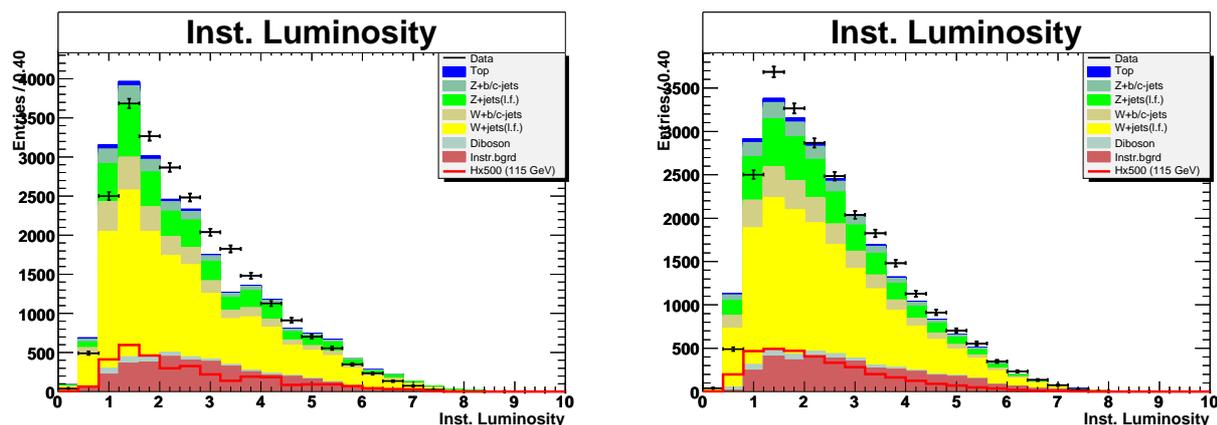


FIG. 6.2 – Profils de luminosité instantanée pour l'analyse du *Run IIb* avant (à gauche) et après (à droite) la repondération de la simulation. Toutes les coupures de sélection (avant l'étiquetage des quarks  $b$ ) ont été appliquées.

## 6.5 Sélection

Cette section décrit la stratégie globale de l'analyse ainsi que les premières étapes de la sélection. Sauf mention contraire, les mêmes coupures ont été appliquées sur les données du

*Run IIa* et du *Run IIb*, ainsi que sur les lots de simulation leur correspondant. Dans la mesure du possible, toutes les figures présentées dans la suite combineront les deux périodes de prise de données.

### 6.5.1 Stratégie globale

La stratégie de sélection des événements consiste à obtenir la meilleure efficacité de signal envisageable tout en retenant une fraction aussi faible que possible de bruits de fond.

Dans un premier temps, des coupures sont appliquées afin d'exploiter les différences cinématiques et topologiques entre le signal et le bruit de fond QCD, dominant à ce stade. Ce dernier est majoritairement composé d'événements dijet dos-à-dos dans le plan  $r - \phi$ , de faible énergie transverse manquante, alignée avec la direction de l'un des jets. De nombreuses études (voir [163] par exemple) ont permis de définir une série de variables pertinentes pour lutter efficacement contre ce fond. Une partie du bruit de fond physique peut en outre être supprimée en appliquant un veto sur les événements possédant un lepton (électron ou muon) isolé reconstruit.

Afin d'augmenter la sensibilité de cette recherche, la procédure permettant d'identifier les jets issus de quarks  $b$  est appliquée dans un second temps (voir la section 6.8.2). La discrimination finale entre le signal et les fonds restants sera obtenue à l'aide d'une technique d'arbres de décision stimulés (voir la section 6.9).

### 6.5.2 Pré-sélection

Un ensemble de coupures minimales est tout d'abord appliqué afin de réduire significativement le nombre d'événements des lots initiaux de données. Cette première sélection permet de définir un échantillon commun de données qui sert de point de départ à la définition d'un lot de signal (voir section 6.8), dans lequel s'effectuera la recherche du boson de Higgs, et d'un lot enrichi en événements  $(W \rightarrow \mu\nu) + \text{jets}$  (voir section 6.6). Ce dernier est sélectionné de manière à posséder une topologie similaire à celle du signal et permet la validation de la simulation des fonds du Modèle Standard.

En plus des conditions de déclenchement (ou de leur paramétrisation dans le cas des événements simulés) décrites dans la section 6.1.1, deux ou trois jets avec une impulsion transverse supérieure à 20 GeV et vérifiant la condition  $|\eta_{det}| < 2.5$  sont demandés. La coupure supérieure sur le nombre de jets est requise afin d'éliminer une partie du bruit de fond provenant de la production de quark top, dont la contribution sera importante après l'identification des jets issus de quarks  $b$ .

Cependant, les détecteurs de la région inter-cryostatique (ICR) souffraient de défaillances connues durant le *Run IIa*. Ceci est clairement visible sur la distribution en  $\phi$  du jet de plus grand  $p_T$ , représentée sur la figure 6.3 (en haut). Une méthode a été développée afin de retirer les zones les plus chaudes de cette région du calorimètre. Son application améliore clairement les distributions (voir figure 6.3, au milieu), mais ne permet pas d'avoir un accord données/simulation satisfaisant pour la distribution en  $\eta$  du jet de plus grand  $p_T$ . En outre, la normalisation du fond QCD ne fonctionne pas correctement en raison d'une contribution QCD réhaussée dans la région ICR, due à sa mauvaise résolution en énergie. En conséquence, pour l'analyse *Run IIa*, il est demandé à ce que les jets ne pointent pas en direction de la région ICR, définie comme  $1.1 < |\eta_{det}| < 1.4$  (voir figure 6.3, en bas). Cette contrainte a été levée pour l'analyse *Run IIb* grâce au remplacement d'une partie des détecteurs de cette région ainsi que de leur ré-étalonnage complet.

Finalement, afin d'éliminer une première partie du bruit de fond QCD, nous rejetons les événements qui ont une valeur de **METBCorrCaloMU** inférieure à 40 GeV.

Les tableaux 6.9 et 6.10 résument l'ensemble des coupures de pré-sélection appliquées, séparément pour le *Run IIa* et le *Run IIb*, avec le nombre d'événements satisfaisant chaque coupure ainsi que l'efficacité pour un signal Higgs HZ de masse égale à 115 GeV, pris comme notre référence.

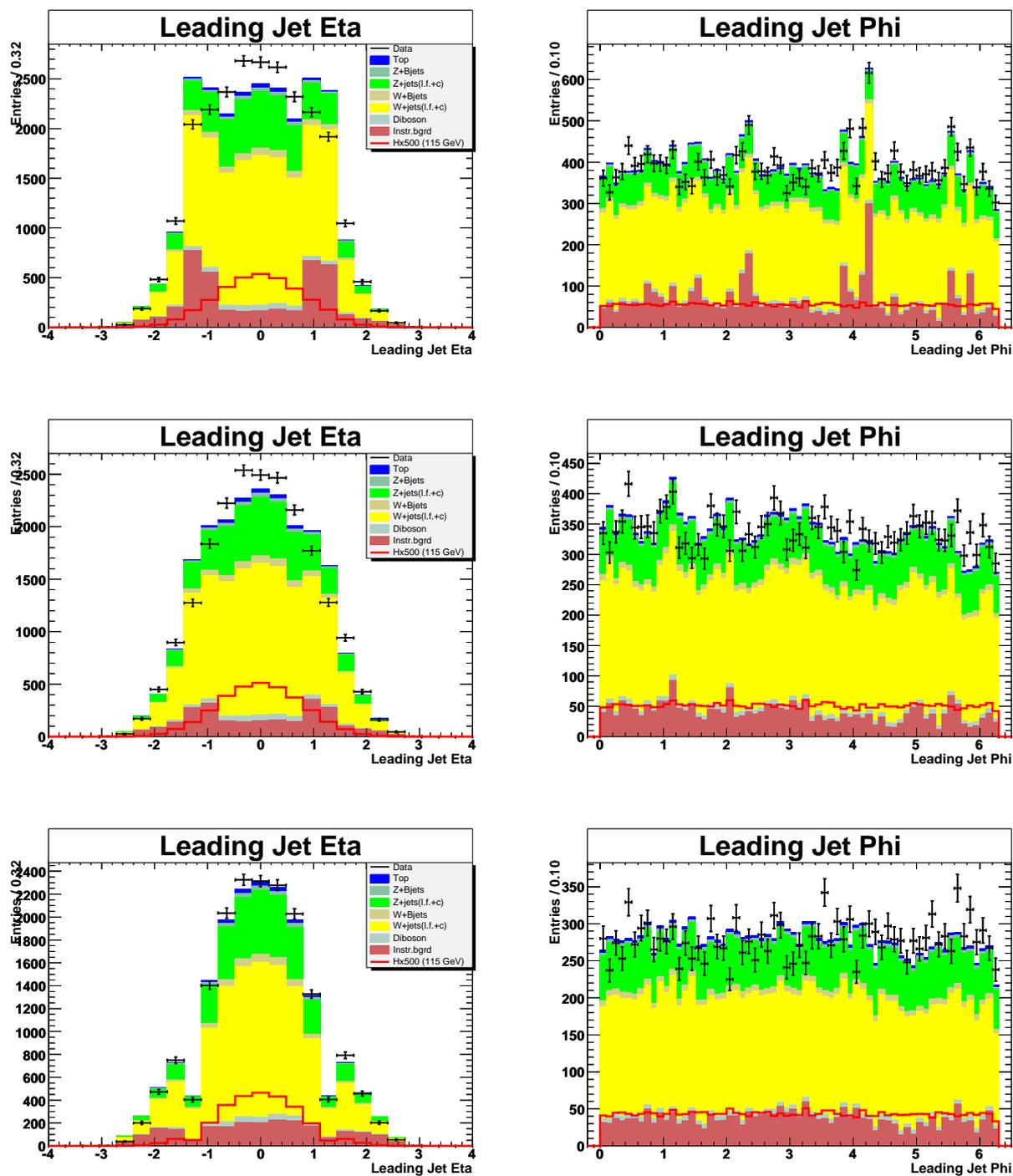


FIG. 6.3 – Distributions de la pseudo-rapidité  $\eta$  (à gauche) et de l'angle  $\phi$  (à droite) du jet de plus grand  $p_T$  pour la période *Run IIa*, en prenant en compte la région intercryostatique (en haut), en enlevant les zones les plus chaudes de cette région (au milieu) et en l'ignorant totalement (en bas).

Selection	Données			$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ MC (115 GeV)		
	Evts	Rel.(%)	Abs.(%)	Evts	Rel.(%)	Abs.(%)
Lot initial	58,184,208			51,465		
Événements dupliqués	57,621,787	99.03	99.03	51,465	100.00	100.00
Mauvaises prises de données et <i>LBNs</i>	48,386,894	83.97	83.16	49,443	96.07	96.07
Qualité des événements	42,691,258	88.23	73.37	48,013	97.11	93.29
Conditions de déclenchement	19,479,882	45.63	33.48	22,117	46.06	42.97
$N_{\text{jets}} \geq 2$ ( $p_T \geq 15$ GeV)	17,396,438	89.30	29.90	20,394	92.21	39.63
$\cancel{E}_T \geq 40$ GeV	1,393,631	8.01	2.40	19,623	96.22	38.13
Jet $p_T > 20$ GeV	1,391,303	99.83	2.40	19,623	100.00	38.13
Jet $ \eta  < 2.5$	1,377,010	98.97	2.37	19,622	99.99	38.13
$2 \leq N_{\text{jets}} \leq 3$	1,013,193	73.58	1.74	17,063	86.96	33.16

TAB. 6.9 – Nombre d’événements (Evts) sélectionnés dans les données du *Run IIa* à différentes étapes de la pré-sélection. Les efficacités absolues (Abs.) et relatives (Rel.) sont également reportées pour les données et pour un signal ZH ( $m_H=115$  GeV). La ligne “événements dupliqués” se réfère au retrait d’événements en double dans les lots de données, dus à des bogues dans la reconstruction officielle des lots.

Selection	Données			$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ MC (115 GeV)		
	Evts	Rel.(%)	Abs.(%)	Evts	Rel.(%)	Abs.(%)
Lot initial	33,076,370			104,692		
Événements dupliqués	33,076,370	100.00	100.00	104,692	100.00	100.00
Mauvaises prises de données et <i>LBNs</i>	28,913,817	87.42	87.42	100,849	96.33	96.33
Qualité des événements	26,399,112	91.30	79.81	99,313	98.48	94.86
Conditions de déclenchement	7,415,323	28.09	22.42	40,448	40.73	38.64
$N_{\text{jets}} \geq 2$ ( $p_T \geq 15$ GeV)	6,508,779	87.78	19.68	39,336	97.25	37.57
$\cancel{E}_T \geq 40$ GeV	1,457,013	22.39	4.40	38,071	96.78	36.36
Jet $p_T > 20$ GeV	1,437,600	98.67	4.35	38,071	100.00	36.36
Jet $ \eta  < 2.5$	1,433,602	99.72	4.33	38,065	99.98	36.36
$2 \leq N_{\text{jets}} \leq 3$	948,730	66.18	2.87	32,570	85.56	31.11

TAB. 6.10 – Nombre d’événements sélectionnés (Evts) dans les données du *Run IIb* à différentes étapes de la pré-sélection. Les efficacités absolues (Abs.) et relatives (Rel.) sont également reportées pour les données et pour un signal ZH ( $m_H=115$  GeV). La ligne “événements dupliqués” se réfère au retrait d’événements en double dans les lots de données, dus à des bogues dans la reconstruction officielle des lots.

### 6.5.3 Sélection

Pour sélectionner le lot de signal, le seuil sur **METBCorrCaloMU** est augmenté à 50 GeV. Ce critère est renforcé dans le cas où la direction de l'énergie transverse manquante (dans le plan  $r - \phi$ ) est proche de la direction de l'un des jets, une configuration attendue pour le bruit de fond QCD. La coupure triangulaire suivante est ainsi appliquée :

$$\cancel{E}_T \text{ (GeV)} > 80 - 40 \times \min \Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jets}), \quad (6.2)$$

l'angle  $\Delta\phi$  étant mesuré en radians.

Seuls les événements ayant au moins un vertex primaire reconstruit ont été retenus. Le nombre de traces associées au meilleur vertex doit être supérieur à au moins trois et sa distance au centre du détecteur doit être inférieure à 60 cm.

La présence de jets "mauvais" (du point de vue de l'identification) dans un événement est une source de fausse énergie transverse manquante. En effet, certains "mauvais jets" peuvent être issus de bruits du calorimètre et affectent ainsi la détermination de l'énergie transverse manquante. D'autre part, les corrections de *JES* ne sont pas appliquées aux jets déclarés "mauvais". Leur  $p_T$  est alors mal mesuré et cela a une influence sur l'estimation de l'énergie transverse manquante. En conséquence, les événements possédant au moins un "mauvais" jet avec une impulsion supérieure à 15 GeV sont rejetés.

Les deux jets de plus grand  $p_T$  utilisés dans cette analyse doivent de plus être étiquetables (voir section 3.2.6). De plus amples détails seront donnés sur cette condition dans la section 6.5.4.

Afin de rejeter les bruits de fond provenant des processus  $W$  ou  $Z$ +jets, top ou dibosons, les événements contenant un muon ou un électron isolé avec une impulsion transverse supérieure à 15 GeV sont écartés.

Une série de coupures topologiques est finalement appliquée afin de réduire encore le bruit de fond QCD. Il est ainsi demandé aux deux jets de plus grande impulsion transverse de ne pas être dos-à-dos dans le plan  $r - \phi$  :

$$\Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2}) < 165^\circ. \quad (6.3)$$

Comme il a été montré dans [154], l'asymétrie  $\mathcal{A} = (\cancel{E}_T - \cancel{H}_T) / (\cancel{E}_T + \cancel{H}_T)$  fournit une bonne discrimination entre le signal et bruit de fond QCD. La condition suivante est ainsi requise :

$$-0.1 < \mathcal{A} < 0.2. \quad (6.4)$$

Notons  $\cancel{p}_T$  l'impulsion transverse manquante des traces définie comme l'opposé de la somme vectorielle de l'impulsion transverse de toutes les particules chargées. Dans les événements de signal, nous nous attendons à ce que  $\cancel{p}_T$  pointe dans une direction similaire à celle de l'énergie transverse manquante ( $\cancel{E}_T$ ). Le contraire est en revanche attendu pour des événements de bruit de fond QCD. Cette caractéristique est exploitée en demandant enfin :

$$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \cancel{p}_T) < \pi/2. \quad (6.5)$$

Le tableau 6.11 (resp. 6.12) résume la sélection appliquée au lot de signal pour le *Run IIa* (resp. *Run IIb*), avec le nombre d'événements passant chaque coupure, ainsi que les efficacités de sélection pour un signal ZH de masse égale à 115 GeV.

Sélection	Données			$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ MC (115 GeV)		
	Evts	Rel.(%)	Abs.(%)	Evts	Rel.(%)	Abs.(%)
Pre-sélection	1,013,193			17,063		
$\cancel{E}_T \geq 50$ GeV	337,793	33.34	33.24	15,636	91.64	91.64
$ z_{\text{vtx}}  < 60$ cm	302,454	89.54	29.85	15,367	98.28	90.06
$N_{\text{tracks}}^{\text{vtx}} \geq 3$	290,044	95.90	28.63	15,351	99.90	89.97
Mauvais jets avec $p_T > 15$ GeV	243,425	83.93	24.03	15,144	98.65	88.75
Etiquetabilité	117,288	48.18	11.58	14,801	97.74	86.74
Véto sur les électrons isolés	116,754	99.54	11.52	14,799	99.99	86.73
Véto sur les muons isolés	114,598	98.15	11.31	14,799	100.00	86.73
$\Delta\phi(\text{jet}_1, \text{jet}_2) \leq 165^\circ$	68,922	60.14	6.8	14,549	98.31	85.27
$\cancel{E}_T$ vs $\min \Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jets})$	39,376	57.13	3.89	14,333	98.52	84
Rejet des jets de la région ICR	25,160	63.90	2.48	11,320	78.98	66.34
$-0.1 < A(\cancel{E}_T, \cancel{H}_T) < 0.2$	19,610	77.94	1.94	11,108	98.13	65.10
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \cancel{p}_T) > \pi/2$	15,539	79.24	1.54	11,029	99.29	64.64

TAB. 6.11 – Nombre d’événements sélectionnés (Evts) dans les données du *Run IIa* à différentes étapes de la sélection. Les efficacités absolues (Abs.) et relatives (Rel.) des coupures sont également reportées pour les données et pour un signal ZH ( $m_H=115$  GeV).

Sélection	Données			$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ MC (115 GeV)		
	Evts	Rel.(%)	Abs.(%)	Evts	Rel.(%)	Abs.(%)
Pre-sélection	948,730			32,570		
$\cancel{E}_T \geq 50$ GeV	412,405	43.47	43.47	30,296	93.02	93.02
$ z_{\text{vtx}}  < 60$ cm	378,670	91.82	39.91	29,913	98.74	91.84
$N_{\text{tracks}}^{\text{vtx}} \geq 3$	247,197	65.28	26.06	29,504	98.63	90.59
Dysfonctionnement SCA	245,727	99.41	25.90	29,502	99.99	90.59
Mauvais jets avec $p_T > 15$ GeV	207,923	84.62	21.92	29,123	98.72	89.42
Etiquetabilité	56,143	27.00	5.92	28,527	97.95	87.59
Véto sur les électrons isolés	55,274	98.45	5.83	28,527	100.00	87.59
Véto sur les muons isolés	52,925	95.75	5.58	28,527	100.00	87.59
$\Delta\phi(\text{jet}_1, \text{jet}_2) \leq 165^\circ$	48,346	91.35	5.10	28,382	99.49	87.14
$\cancel{E}_T$ vs $\min \Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jets})$	37,307	77.17	3.93	28,163	99.23	86.47
$-0.1 < A(\cancel{E}_T, \cancel{H}_T) < 0.2$	31,833	85.33	3.36	27,801	98.71	85.34
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \cancel{p}_T) > \pi/2$	24,801	77.91	2.61	27,115	97.53	83.25

TAB. 6.12 – Nombre d’événements sélectionnés (Evts) dans les données du *Run IIb* à différentes étapes de la sélection. Les efficacités absolues (Abs.) et relatives (Rel.) des coupures sont également reportées pour les données et pour un signal ZH ( $m_H=115$  GeV). La ligne “dysfonctionnement SCA” se réfère au rejet des événements affectés par un problème sur les cartes d’électronique du calorimètre.

### 6.5.4 Etiquetabilité

Il est requis très tôt dans l'analyse que les deux jets de plus grand  $p_T$  soient étiquetables. Cette condition est nécessaire pour que les algorithmes d'étiquetage des jets issus de quarks  $b$  fonctionnent efficacement. En outre, elle permet de réduire une large fraction du bruit de fond instrumental provenant d'événements où le mauvais vertex primaire a été choisi par exemple.

Comme il a été dit dans la section 3.2.6, les critères d'étiquetabilité ne peuvent pas être demandés directement dans la simulation car celle-ci reproduit mal l'efficacité de reconstruction des traces. Il est alors préférable de déterminer l'étiquetabilité d'un jet de la simulation à partir des données.

L'étiquetabilité est définie comme le rapport entre le nombre de jets étiquetés et le nombre de bons jets. Elle est paramétrée en fonction de variables judicieusement choisies et bien reproduites par la simulation : impulsion transverse du jet, sa pseudo-rapacité  $\eta^{jet}$  ainsi que la position en  $z$  du vertex primaire.

Elle dépend fortement de l'état final considéré et doit être déterminée pour des jets se trouvant dans les mêmes conditions que ceux de l'analyse. Dans le cadre de la recherche présentée dans ce chapitre, l'étiquetabilité a été calculée à partir des données provenant du lot de contrôle  $W \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$  (voir section 6.6) à la fois pour le *Run IIa* et pour le *Run IIb*. Ce lot a l'avantage de posséder la même topologie que le signal tout en étant très peu perturbé par du bruit de fond instrumental. Ce dernier, composé en partie d'événements dont le vertex primaire a été mal choisi, pourrait distordre les proportions de bons jets et de jets étiquetables.

La cohérence des paramétrisations obtenues a été testée sur le même lot d'événements. Les figures 6.4 et 6.5 montrent les distributions du jet de plus grand  $p_T$ , de sa pseudo-rapacité ainsi que de la position en  $z$  du vertex, après la demande directe d'étiquetabilité et après application des paramétrisations d'étiquetabilité. Elles sont globalement en bon accord, validant ainsi notre approche.

Les paramétrisations sont utilisées pour pondérer la simulation.

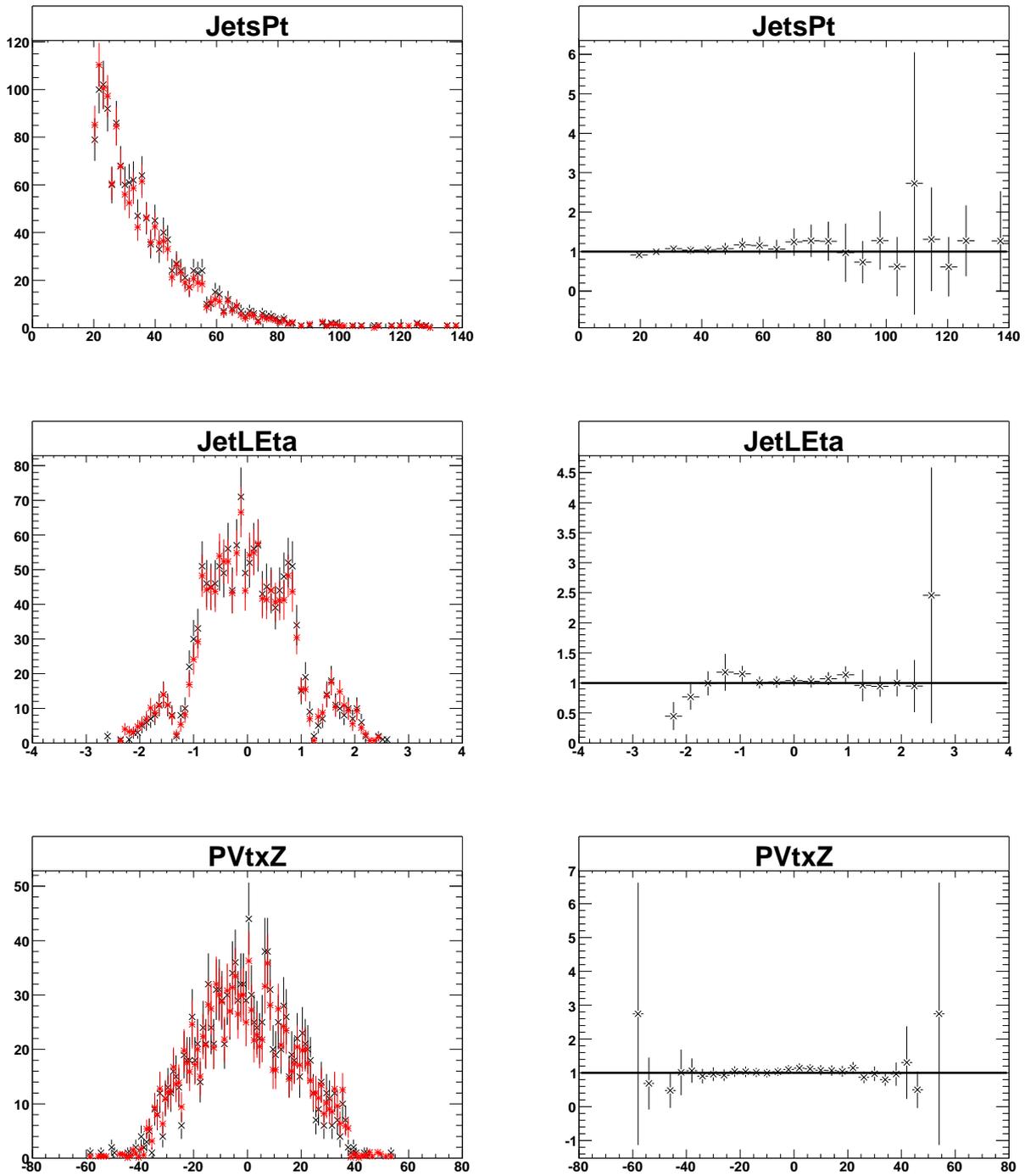


FIG. 6.4 – Tests de cohérence des paramétrisations d’étiquetabilité pour le *Run IIa*. Les événements proviennent des données du lot de contrôle  $W$ +jets. Toutes les coupures de sélection sont appliquées. Les distributions du  $p_T$  (en haut) et de la pseudo-rapidity  $\eta$  (au milieu) du jet de plus grand  $p_T$  ainsi que la position en  $z$  du vertex (en bas) sont montrées (à gauche) après application directe de l’étiquetabilité (en noir) et après pondération par les paramétrisations (en rouge). A droite, le rapport des deux distributions est représenté.

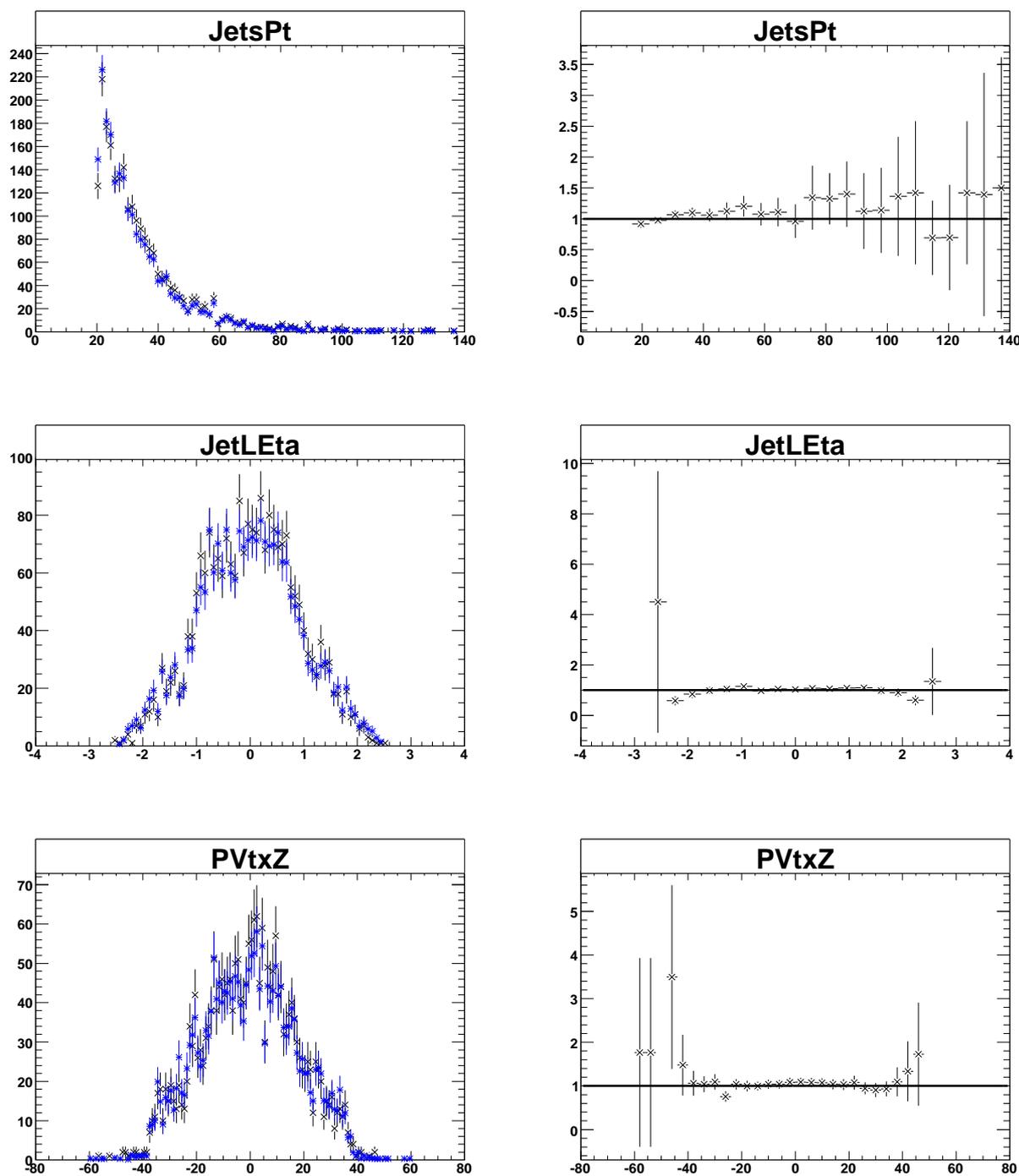


FIG. 6.5 – Tests de cohérence des paramétrisations d’étiquetabilité pour le *Run IIB*. Les événements proviennent des données du lot de contrôle  $W$ +jets. Toutes les coupures de sélection sont appliquées. Les distributions du  $p_T$  (en haut) et de la pseudo-rapidity  $\eta$  (au milieu) du jet de plus grand  $p_T$  ainsi que la position en  $z$  du vertex (en bas) sont montrées (à gauche) après application directe de l’étiquetabilité (en noir) et après pondération par les paramétrisations (en bleu). A droite, le rapport des deux distributions est représenté.

## 6.6 Lot de contrôle des fonds physiques

### 6.6.1 Sélection

Avant de comparer les données et la simulation dans le lot de signal, il est nécessaire de vérifier que notre modélisation des fonds physiques est satisfaisante à l'aide d'un lot de contrôle. Celui-ci permet de surcroît de tester la paramétrisation des conditions de déclenchement puisqu'il utilise le même lot de données initial et les mêmes conditions de déclenchement que l'échantillon de signal.

Il est sélectionné de la même manière que le lot de signal à la différence qu'aucun veto sur les muons isolés n'est mis. Au contraire, un muon avec une impulsion supérieure à 20 GeV est demandé. En outre, les coupures suivantes diffèrent du lot de signal :

- $\text{METBCorrCaloMU} > 40$  GeV,
- $\text{METBCorrCalo} > 50$  GeV. La valeur du seuil appliqué sur cette variable assure que, du point de vue calorimétrique, ce lot aura la même topologie que le lot de signal.
- $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \cancel{p}_T) > 1$  rad. Cette coupure est ici relâchée par rapport à l'échantillon de signal car la contribution du fond QCD est bien plus faible dans le lot  $W \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$ .

### 6.6.2 Résultats

La simulation est normalisée à la luminosité intégrée mesurée dans les données. Les facteurs K du tableau 6.2 sont de plus appliqués aux sections efficaces des processus  $W$  et  $Z + \text{jets}$ . Enfin, une normalisation globale de ces mêmes processus est déterminée de telle manière que les nombres d'événements prédits (par la simulation) et observés (dans les données) soient égaux. Le facteur ainsi obtenu est proche de l'unité. Plus précisément, il est de 1.043 et de 0.993 pour les données du *Run IIa* et du *Run IIb*, respectivement. Ce lot de contrôle ayant la même topologie que le lot de signal, ces facteurs sont propagés à la normalisation des fonds  $W/Z + \text{jets}$  dans l'échantillon d'analyse.

Les figures 6.6 et 6.7 montrent quelques exemples de distributions dans le lot de contrôle. De manière générale, toutes les quantités sont très bien décrites.

## 6.7 Estimation du fond QCD

La variable  $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \cancel{p}_T)$  est utilisée pour définir un lot dominé par le bruit de fond QCD. Il est sélectionné de la même façon que le lot de signal, à la différence que la coupure  $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \cancel{p}_T) < \pi/2$  est désormais inversée. La figure 6.8 montre la distribution correspondante, après toutes les coupures de sélection.

La faible contribution des processus du Modèle Standard dans la région  $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \cancel{p}_T) > \pi/2$  est soustraite. Le "lot QCD" ainsi obtenu est utilisé pour modéliser le bruit de fond QCD dans le lot de signal, i.e. dans la région  $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \cancel{p}_T) < \pi/2$ . Il est normalisé de telle façon qu'après addition des contributions des bruits de fond du Modèle Standard, le nombre d'événements attendus soit égal au nombre d'événements observés. Les facteurs de normalisation obtenus de cette manière sont de respectivement 0.931 et de 0.821 pour les données du *Run IIa* et du *Run IIb*.

Ces résultats tendent à faire penser que les événements de fond QCD sont distribués de manière symétrique autour de  $\pi/2$  pour la variable  $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \cancel{p}_T)$ . La figure 6.9 montre en effet la distribution de cette quantité obtenue à partir de simulations de processus QCD dijet. Toutes les coupures de sélection ont été appliquées, hormis la coupure sur l'asymétrie  $\mathcal{A}$ , afin de préserver une statistique suffisante. Les événements sont répartis équitablement dans les régions en-deça et au-delà de  $\pi/2$ .

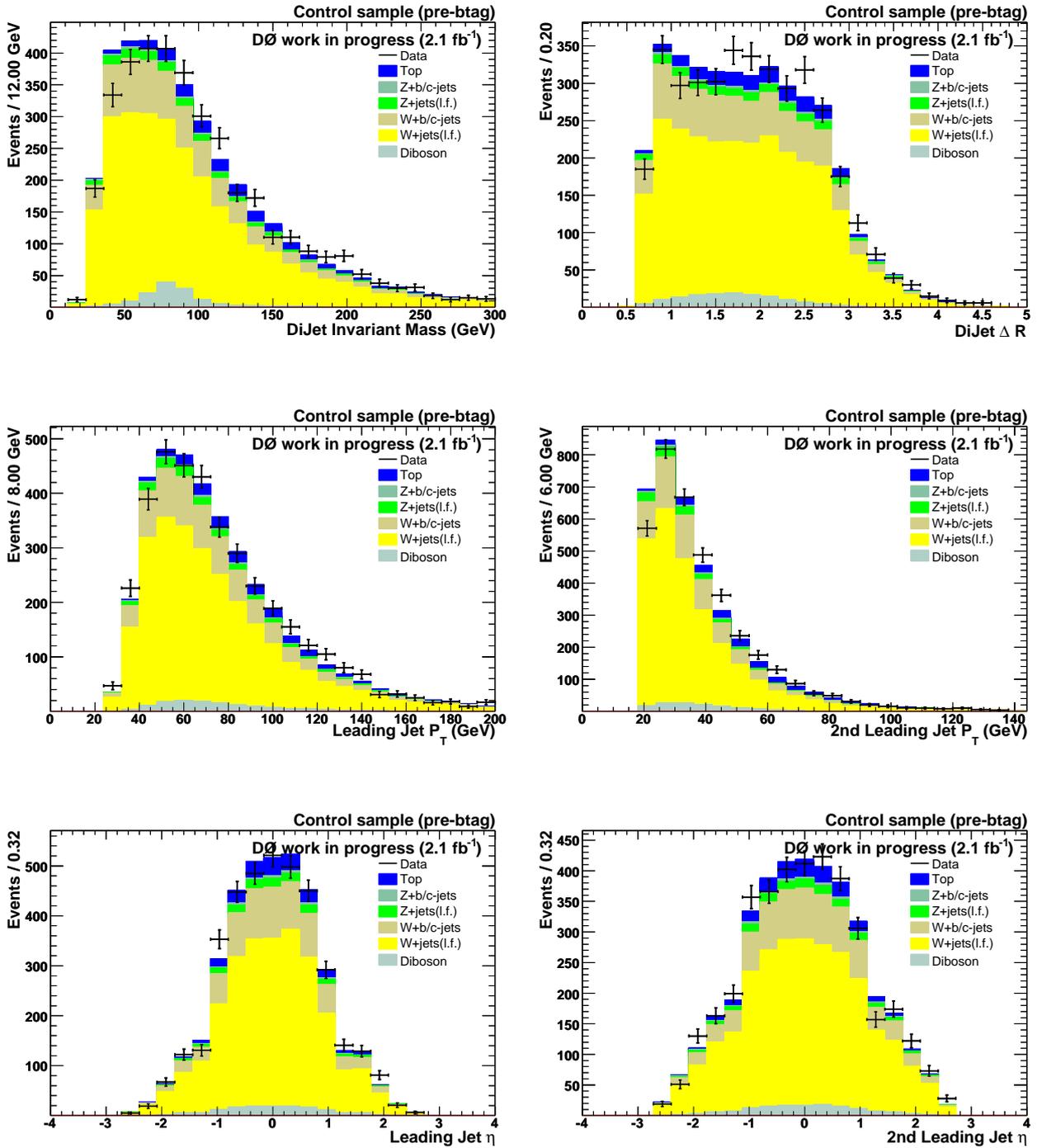


FIG. 6.6 – Distributions de la masse invariante des deux jets de plus grand  $p_T$  (en haut à gauche), de  $\Delta R(\text{jet1, jet2})$  (en haut à droite), du  $p_T$  et de la pseudo-rapidité  $\eta$  du premier jet (à gauche, au milieu et en bas, respectivement), et du  $p_T$  et de la pseudo-rapidité  $\eta$  du second jet (à droite, au milieu et en bas, respectivement). Les données proviennent du lot de contrôle et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*.)

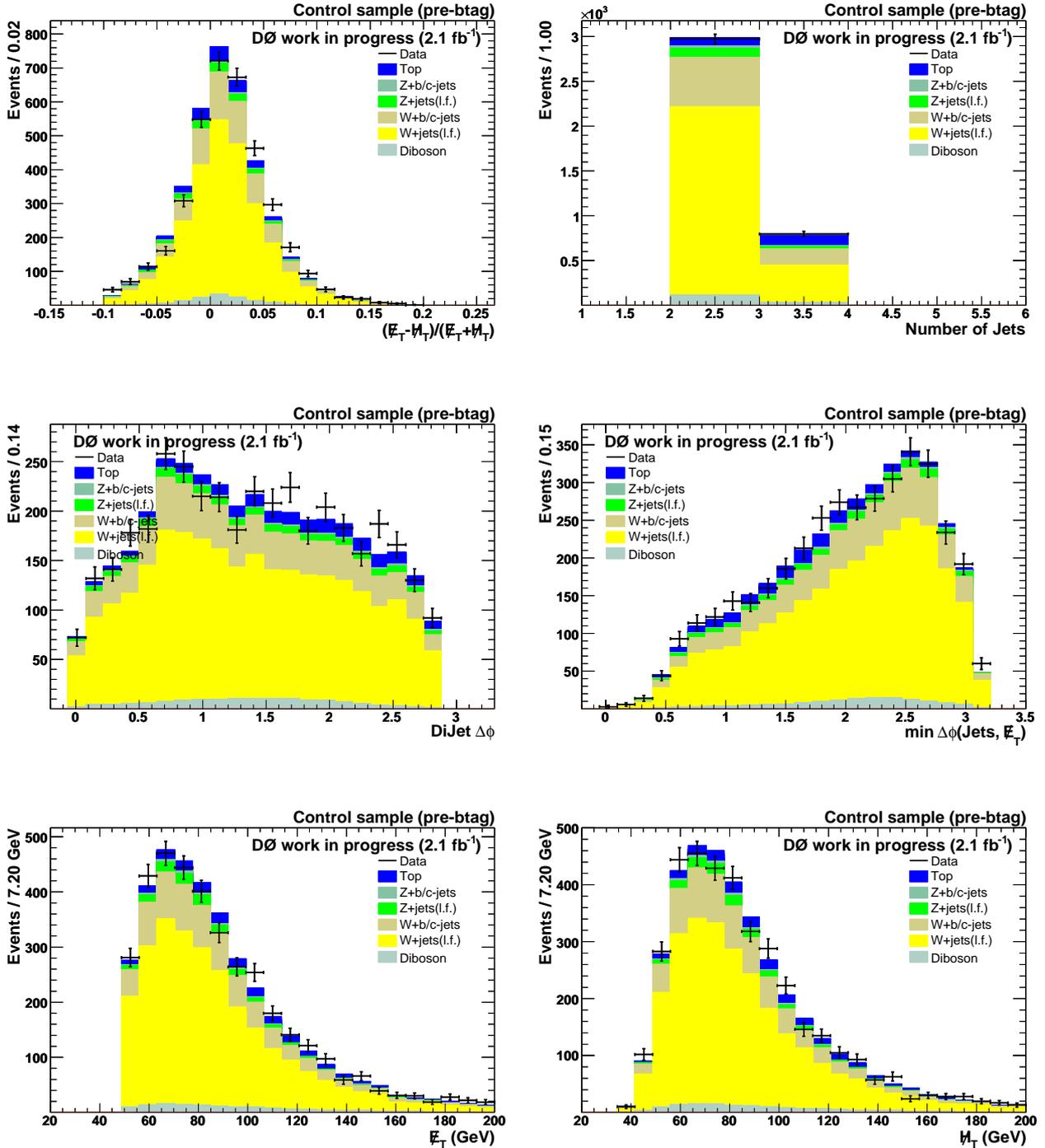


FIG. 6.7 – Distributions de l'asymétrie  $\mathcal{A}$  (en haut à gauche), de la multiplicité de jets (en haut à droite), de  $\Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2})$  (au milieu à gauche), de  $\Delta\phi_{min}(\text{jets}, \cancel{E}_T)$  (au milieu à droite), de  $\cancel{E}_T$  (en bas à gauche) et de  $\cancel{H}_T$  (en bas à droite). Les données proviennent du lot de contrôle et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*.

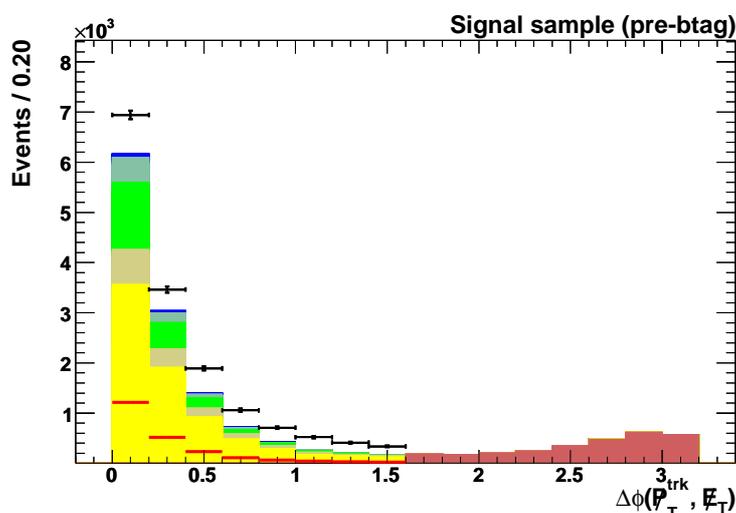


FIG. 6.8 – Distribution de  $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \not{p}_T)$  pour les données du *Run IIa* (points noirs et histogramme rouge), les fonds standards estimés à partir de la simulation (histogrammes jaunes et verts) et pour un signal  $ZH$  avec  $m_H=115$  GeV (ligne rouge). La région  $> \pi/2$  (histogramme rouge) représente le lot “QCD” utilisé pour modéliser le fond QCD (ce qu’il manque entre les données et la simulation des fonds standards) de la région  $< \pi/2$  (lot de signal).

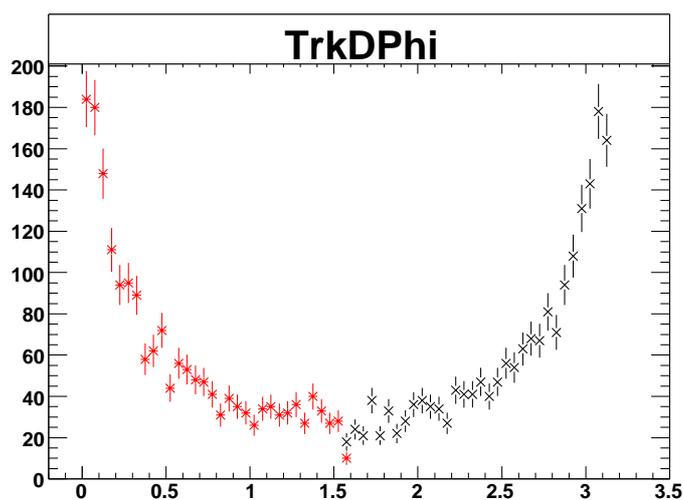


FIG. 6.9 – Distribution de  $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \not{p}_T)$  pour des événements QCD dijet simulés. Toutes les coupures de sélection sont appliquées sauf la coupure sur  $A(\cancel{E}_T, \cancel{H}_T)$ . Elle est relativement symétrique autour de la valeur  $\pi/2$  (délimitant les deux régions colorées de la figure). Notons que la normalisation de ces événements est arbitraire.

## 6.8 Lot de signal

### 6.8.1 Sélection et Résultats

Les figures 6.10 à 6.13 montrent les distributions obtenues dans le lot de signal. La sélection des événements ainsi que la normalisation des différents fonds ont été décrites précédemment. La combinaison des bruits du fond QCD et du Modèle Standard fournit en général une bonne description des données.

À ce stade de l'analyse, les bruits de fond principaux proviennent de la production de bosons  $W$  associés à des jets de saveurs légères, suivie par l'équivalent avec les bosons  $Z$  puis le fond instrumental. Les productions de saveurs lourdes, de quark top ou de dibosons jouent pour l'instant un rôle mineur.

Ces distributions montrent en outre les différences importantes de cinématique qui existent entre le signal (ligne rouge sur les figures) et le bruit de fond QCD (histogramme rouge), au travers des distributions comme  $\Delta R(\text{jet1, jet2})$  (voir la figure 6.10, en haut à droite) par exemple ou de la différence d'angle azimuthal entre le second jet de plus grand  $p_T$  et l'énergie transverse manquante (voir la figure 6.12, en haut à droite).

### 6.8.2 Identification des jets issus de quarks b

L'augmentation de la sensibilité de cette analyse passe ensuite par l'exploitation du grand rapport de branchement d'un boson de Higgs léger se désintégrant en une paire de quarks b. La méthode d'étiquetage des jets issus de quarks b à l'aide d'un réseau de neurones (décrit dans la section 3.2.5 c)) est appliqué aux deux jets de plus grand  $p_T$ . Plusieurs configurations ont été testées, combinant différents points de fonctionnement (PdF) du réseau de neurones :

- les deux jets passent le PdF appelé  $L3$  (pour *Loose 3*),
- les deux jets passent le PdF appelé  $VT$  (pour *Very Tight*),
- exactement un des deux jets passe le PdF  $L3$ ,
- exactement un des deux jets passe le PdF  $VT$ ,
- les deux jets passent le PdF  $L3$ , et l'un des deux passe aussi le PdF  $VT$ . Cette configuration sera appelée par la suite "étiquetage asymétrique".

où le PdF  $L3$  (resp.  $VT$ ) considère qu'un jet est étiqueté b si la variable de sortie du réseau de neurones  $NN_{out}$  calculée pour ce jet est supérieure à 0.25 (resp. 0.85). L'efficacité d'étiquetage de ce point est de 73% (resp. 48%), tandis que le taux de mauvaise identification, i.e. la probabilité d'étiqueter un jet léger (quark u, d, s ou gluon) est de 5% (resp. 0.5%). Ces valeurs sont données à titre indicatif et ne s'appliquent qu'à des jets centraux ( $|\eta_{det}| < 0.8$ ) qui possèdent une impulsion transverse supérieure à 30 GeV.

Comme expliqué dans la section 3.2.7, une simple coupure sur  $NN_{out}$  est effectuée sur les données. En revanche, la simulation est pondérée par des fonctions dites "taux d'étiquetage" ( $TRF$ ), évaluées à partir des données. Ces fonctions calculent, pour un jet simulé donné, la probabilité qu'un jet similaire dans les données (même impulsion transverse et même pseudo-rapidité) soit étiqueté b par le réseau de neurones. Elles dépendent de plus de la saveur du jet (quark b, c ou léger).

Les tableaux 6.13 et 6.14 résument le nombre d'événements observés dans les données (noté  $B$ ) ainsi que le nombre d'événements attendus de signaux Higgs<sup>7</sup> ZH et WH (noté  $S$ ) pour chacune des configurations, et pour le *Run IIa* et le *Run IIb*. Quelle que soit la période de prise de données considérée, l'étiquetage asymétrique permet d'atteindre la meilleure sensibilité pour le signal, définie comme le rapport  $S/\sqrt{B}$ . Dans la suite, seule cette configuration sera utilisée.

<sup>7</sup>Pour une masse  $m_H$  égale à 115 GeV.

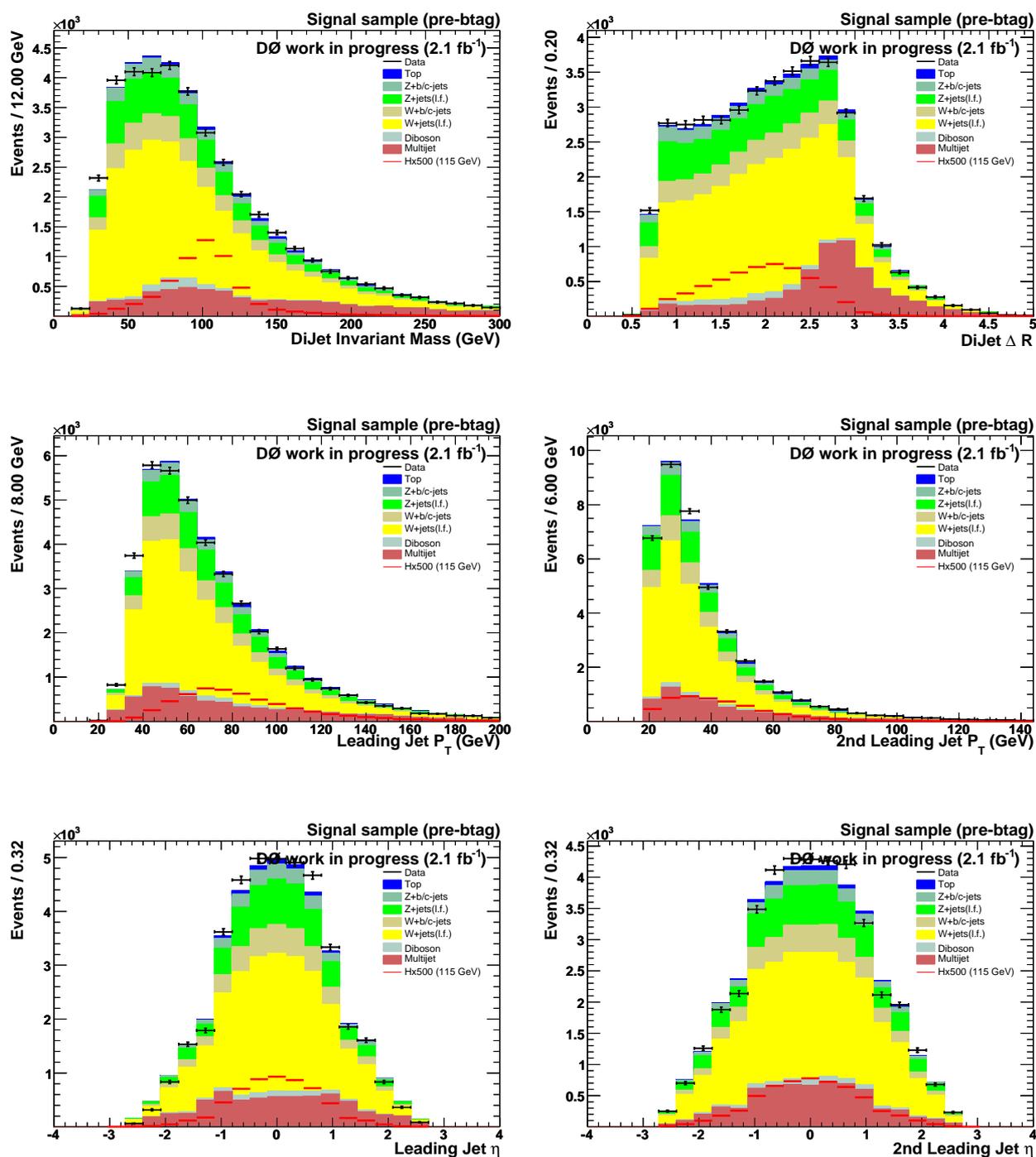


FIG. 6.10 – Distributions de la masse invariante des deux jets de plus grand  $p_T$  (en haut à gauche), de  $\Delta R(\text{jet1}, \text{jet2})$  (en haut à droite), du  $p_T$  et de la pseudo-rapidité  $\eta$  du premier jet (à gauche, au milieu et en bas, respectivement), et du  $p_T$  et de la pseudo-rapidité  $\eta$  du second jet (à droite, au milieu et en bas, respectivement). Les données proviennent du lot de signal et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*. Toutes les coupures de sélection sont appliquées (avant étiquetage des quarks b).

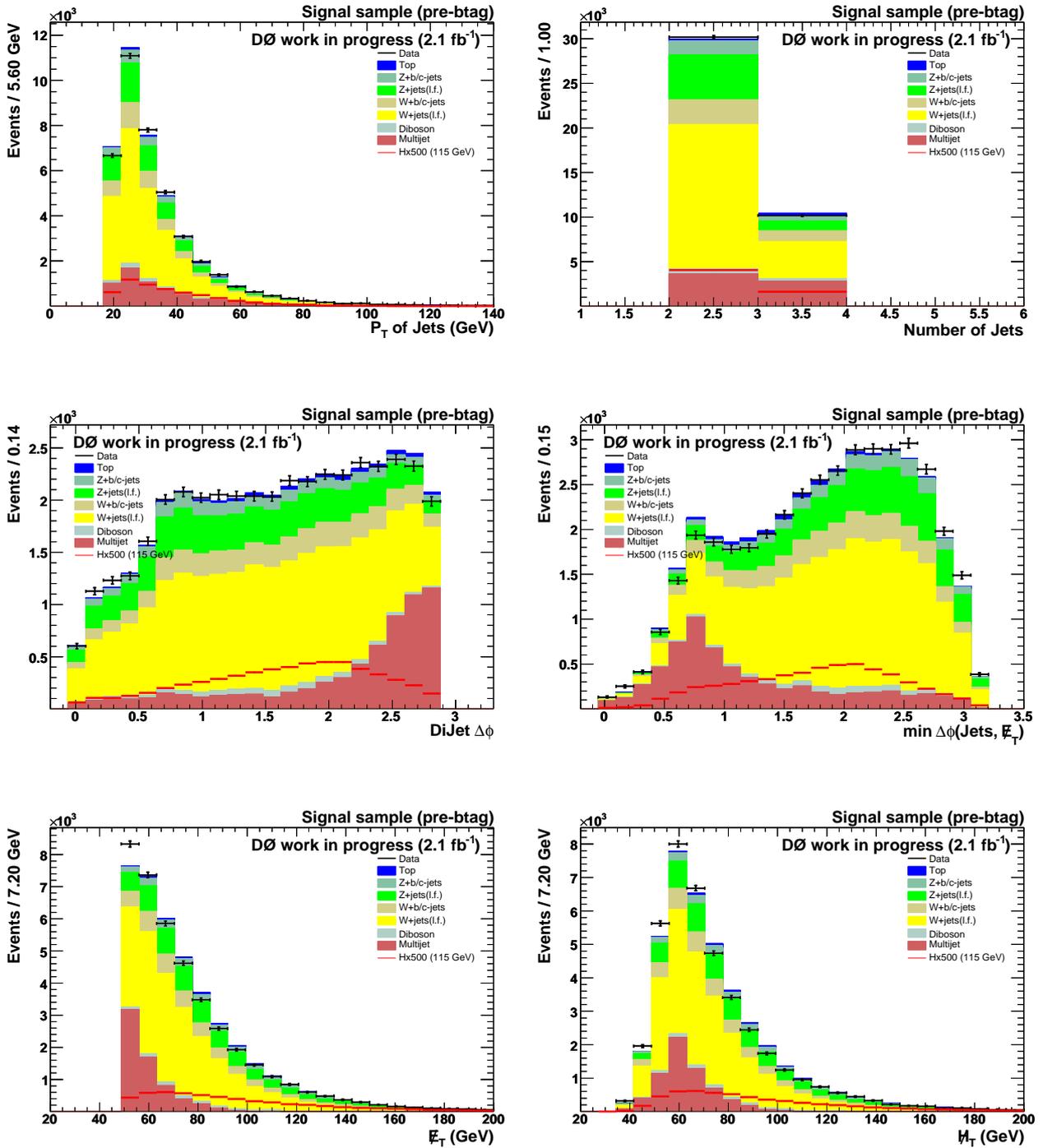


FIG. 6.11 – Distributions du  $p_T$  des jets (en haut à gauche), de la multiplicité de jets (en haut à droite), de  $\Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2})$  (au milieu à gauche), de  $\Delta\phi_{\min}(\text{jets}, E_T)$  (au milieu à droite), de  $E_T$  (en bas à gauche) et de  $H_T$  (en bas à droite). Les données proviennent du lot de signal et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*. Toutes les coupures de sélection sont appliquées (avant étiquetage des quarks b).

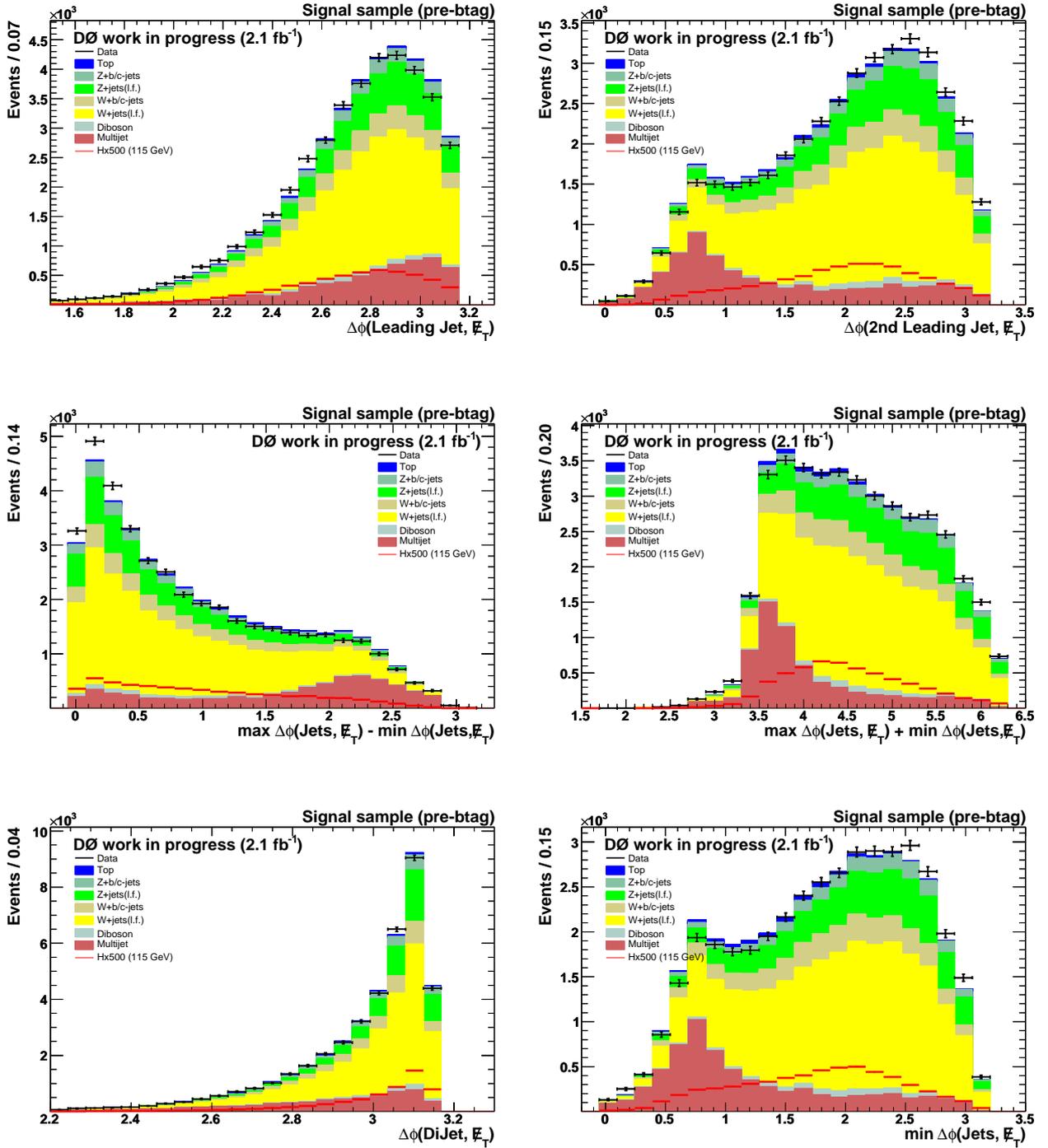


FIG. 6.12 – Distributions de  $\Delta\phi(\text{jet1}, \cancel{E}_T)$  (en haut à gauche),  $\Delta\phi(\text{jet2}, \cancel{E}_T)$  (en haut à droite),  $\max[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)] - \min[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)]$  (au milieu à gauche),  $\max[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)] + \min[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)]$  (au milieu à droite),  $\Delta\phi(\text{diJet}, \cancel{E}_T)$  (en bas à gauche) et  $\min[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)]$  (en bas à droite). Les données proviennent du lot de signal et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*. Toutes les coupures de sélection sont appliquées (avant étiquetage des quarks b).

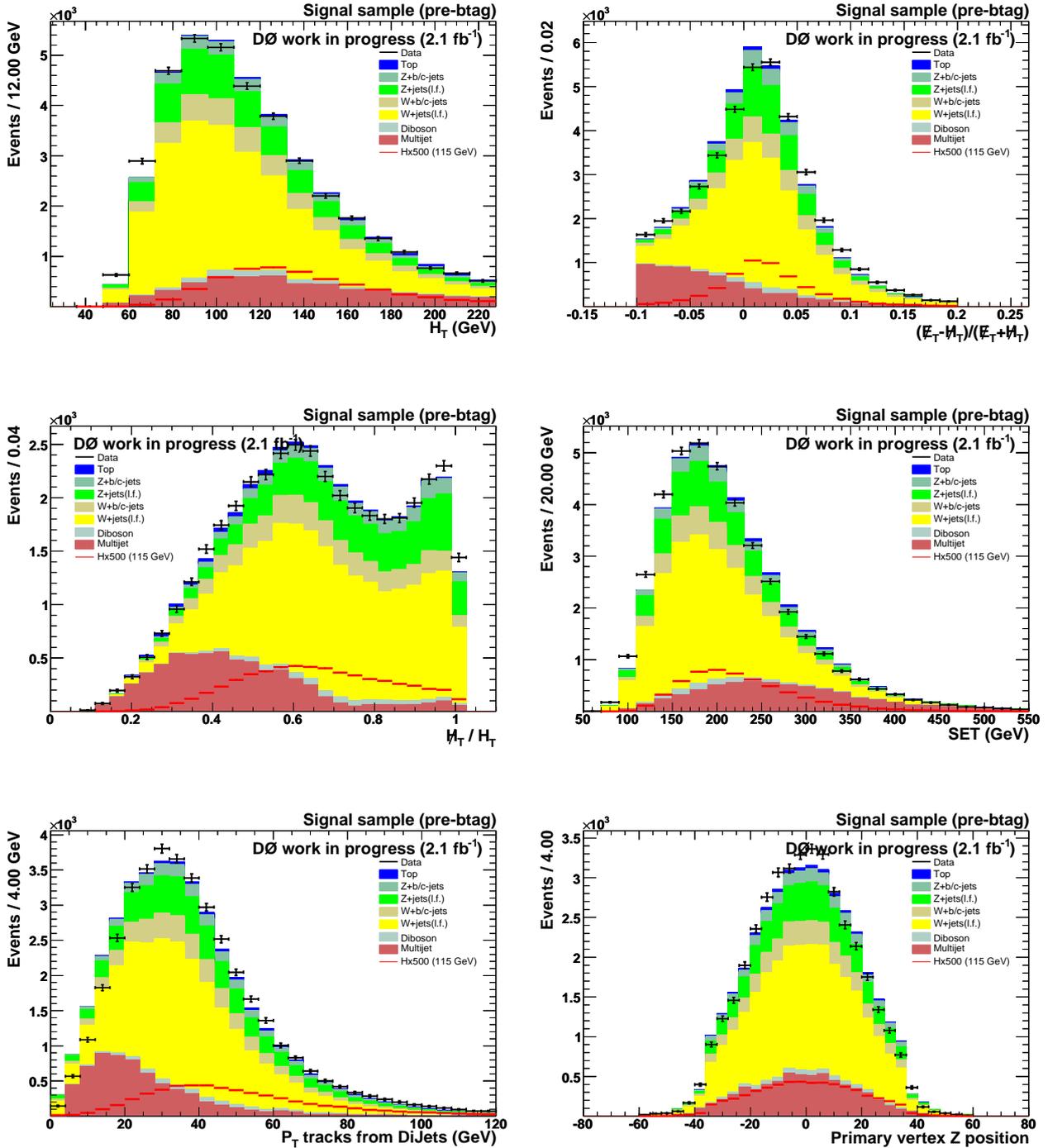


FIG. 6.13 – Distributions de  $H_T$  (en haut à gauche), de l'asymétrie  $\mathcal{A}$  (en haut à droite), du rapport de  $H_T$  sur  $H_T$  (au milieu à gauche), de la somme scalaire de l'énergie de toutes les cellules (SET) (au milieu à droite), de la somme vectorielle de l'impulsion de toutes les traces associées soit au premier, soit au second jet (en bas à gauche) et de la position en  $z$  du vertex (en bas à droite). Les données proviennent du lot de signal et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*. Toutes les coupures de sélection sont appliquées (avant étiquetage des quarks b).

Les figures 6.14 à 6.17 montrent les distributions du lot de signal après l'étiquetage asymétrique. Encore une fois, la simulation reproduit fidèlement les données. Le lot obtenu est désormais dominé par les productions  $t\bar{t}$  ainsi que  $W$  et  $Z$  associées à des jets de saveurs lourdes. Elles contribuent à presque 90% du bruit de fond. L'étiquetage des jets issus de quarks  $b$  a ainsi pour effet d'éliminer quasiment tout le fond QCD restant.

Lot	Avant l'étiquetage	1 jet étiqueté $L3$	1 jet étiqueté $VT$
$ZH$ (115 GeV)	$2.42\pm 0.02$	$1.14\pm 0.01$	$1.20\pm 0.01$
$WH$ (115 GeV)	$2.07\pm 0.02$	$1.028\pm 0.009$	$1.023\pm 0.009$
$W$ +jets	$7\,591\pm 42$	$736\pm 4$	$68.5\pm 0.4$
$W$ + $b/c$ jets	$1\,489\pm 11$	$463\pm 3$	$233\pm 2$
$Z$ +jets	$2\,346\pm 18$	$216\pm 2$	$15.4\pm 0.1$
$Z$ + $b/c$ jets	$833\pm 7$	$290\pm 2$	$158\pm 1$
top	$199.2\pm 0.7$	$110.2\pm 0.4$	$93.5\pm 0.3$
di-boson	$315\pm 1$	$60.6\pm 0.2$	$19.57\pm 0.06$
Total Physique	$12\,773\pm 47$	$1\,876\pm 6$	$588\pm 2$
Total QCD	$2\,767\pm 13$	$627\pm 3$	$225\pm 1$
Total Bruits de fond	$15\,540\pm 49$	$2\,503\pm 7$	$813\pm 2$
Observés	15,539	2,959	949
$S/\sqrt{B}$	$0.036\pm 0.003$	$0.0433\pm 0.0004$	$0.0780\pm 0.0003$
Lot	2 jets étiquetés $L3$	2 jets étiquetés $VT$	1 jet étiqueté $L3$ & 1 jet étiqueté $VT$
$ZH$ (115 GeV)	$0.975\pm 0.009$	$0.441\pm 0.004$	$0.871\pm 0.008$
$WH$ (115 GeV)	$0.739\pm 0.006$	$0.331\pm 0.003$	$0.658\pm 0.006$
$W$ +jets	$19.4\pm 0.1$	$0.1322\pm 0.0006$	$3.21\pm 0.02$
$W$ + $b/c$ jets	$68.3\pm 0.6$	$19.8\pm 0.2$	$50.8\pm 0.5$
$Z$ +jets	$5.43\pm 0.04$	$0.0247\pm 0.0002$	$0.711\pm 0.005$
$Z$ + $b/c$ jets	$54.2\pm 0.6$	$17.1\pm 0.2$	$41.7\pm 0.5$
top	$43.8\pm 0.1$	$17.82\pm 0.05$	$38.2\pm 0.1$
di-boson	$7.08\pm 0.03$	$2.046\pm 0.009$	$4.94\pm 0.02$
Total Physique	$198.3\pm 0.9$	$56.9\pm 0.3$	$139.4\pm 0.7$
Total QCD	$27.7\pm 0.1$	$3.18\pm 0.01$	$17.07\pm 0.08$
Total Bruits de fond	$226.0\pm 0.9$	$60.1\pm 0.3$	$156.5\pm 0.7$
Observés	276	51	156
$S/\sqrt{B}$	$0.1140\pm 0.0002$	$0.09969\pm 0.00009$	$0.1222\pm 0.0002$

TAB. 6.13 – Nombre d'événements (avec les erreurs statistiques associées) pour l'analyse  $Run\ II a$  après avoir appliqué toutes les coupures de sélection et après l'étiquetage des quarks  $b$  pour différentes combinaisons des points de fonctionnement du réseau de neurones ( $L3$  et  $VT$ ). Les différentes contributions des bruits de fond sont listées.

Lot	Avant l'étiquetage	1 jet étiqueté $L3$	1 jet étiqueté $VT$
$ZH$ (115 GeV)	$3.73 \pm 0.02$	$1.78 \pm 0.01$	$1.80 \pm 0.01$
$WH$ (115 GeV)	$3.13 \pm 0.03$	$1.56 \pm 0.02$	$1.48 \pm 0.02$
$W$ +jets	$12\,787 \pm 47$	$1\,646 \pm 6$	$240.2 \pm 0.8$
$W$ +b/c jets	$2\,490 \pm 9$	$814 \pm 3$	$403 \pm 1$
$Z$ +jets	$3\,774 \pm 27$	$512 \pm 4$	$84.7 \pm 0.6$
$Z$ +b/c jets	$1\,246 \pm 7$	$449 \pm 2$	$242 \pm 1$
top	$332.9 \pm 0.8$	$183.0 \pm 0.4$	$146.6 \pm 0.3$
di-boson	$499 \pm 2$	$103.3 \pm 0.5$	$30.6 \pm 0.1$
Total Physique	$21\,129 \pm 55$	$3\,708 \pm 8$	$1\,147 \pm 2$
Total QCD	$3\,673 \pm 12$	$677 \pm 2$	$185.3 \pm 0.6$
Total Bruits de fond Observés	$24\,801 \pm 57$ 24,801	$4\,385 \pm 8$ 4,964	$1\,333 \pm 2$ 1,479
$S/\sqrt{B}$	$0.044 \pm 0.003$	$0.0504 \pm 0.0004$	$0.0899 \pm 0.0002$
Lot	2 jets étiquetés $L3$	2 jets étiquetés $VT$	1 jet étiqueté $L3$ & 1 jet étiqueté $VT$
$ZH$ (115 GeV)	$1.440 \pm 0.009$	$0.585 \pm 0.004$	$1.250 \pm 0.008$
$WH$ (115 GeV)	$1.06 \pm 0.01$	$0.426 \pm 0.005$	$0.92 \pm 0.01$
$W$ +jets	$67.7 \pm 0.2$	$2.860 \pm 0.009$	$20.27 \pm 0.06$
$W$ +b/c jets	$137.5 \pm 0.6$	$36.6 \pm 0.2$	$99.7 \pm 0.5$
$Z$ +jets	$25.9 \pm 0.2$	$2.02 \pm 0.02$	$9.80 \pm 0.07$
$Z$ +b/c jets	$99.7 \pm 0.7$	$29.1 \pm 0.3$	$75.1 \pm 0.6$
top	$68.3 \pm 0.2$	$23.67 \pm 0.06$	$57.0 \pm 0.1$
di-boson	$11.77 \pm 0.05$	$2.82 \pm 0.01$	$7.57 \pm 0.03$
Total Physique	$411 \pm 1$	$97.1 \pm 0.3$	$269.4 \pm 0.8$
Total QCD	$41.2 \pm 0.1$	$-3.76 \pm 0.01$	$16.90 \pm 0.05$
Total Bruits de fond Observés	$452 \pm 1$ 487	$93.3 \pm 0.3$ 87	$286.3 \pm 0.8$ 283
$S/\sqrt{B}$	$0.1175 \pm 0.0001$	$0.10460 \pm 0.00007$	$0.1281 \pm 0.0001$

TAB. 6.14 – Nombre d'événements (avec les erreurs statistiques associées) pour l'analyse  $Run\ II b$  après avoir appliqué toutes les coupures de sélection et après l'étiquetage des quarks b pour différentes combinaisons des points de fonctionnement du réseau de neurones ( $L3$  et  $VT$ ). Les différentes contributions des bruits de fond sont listées.

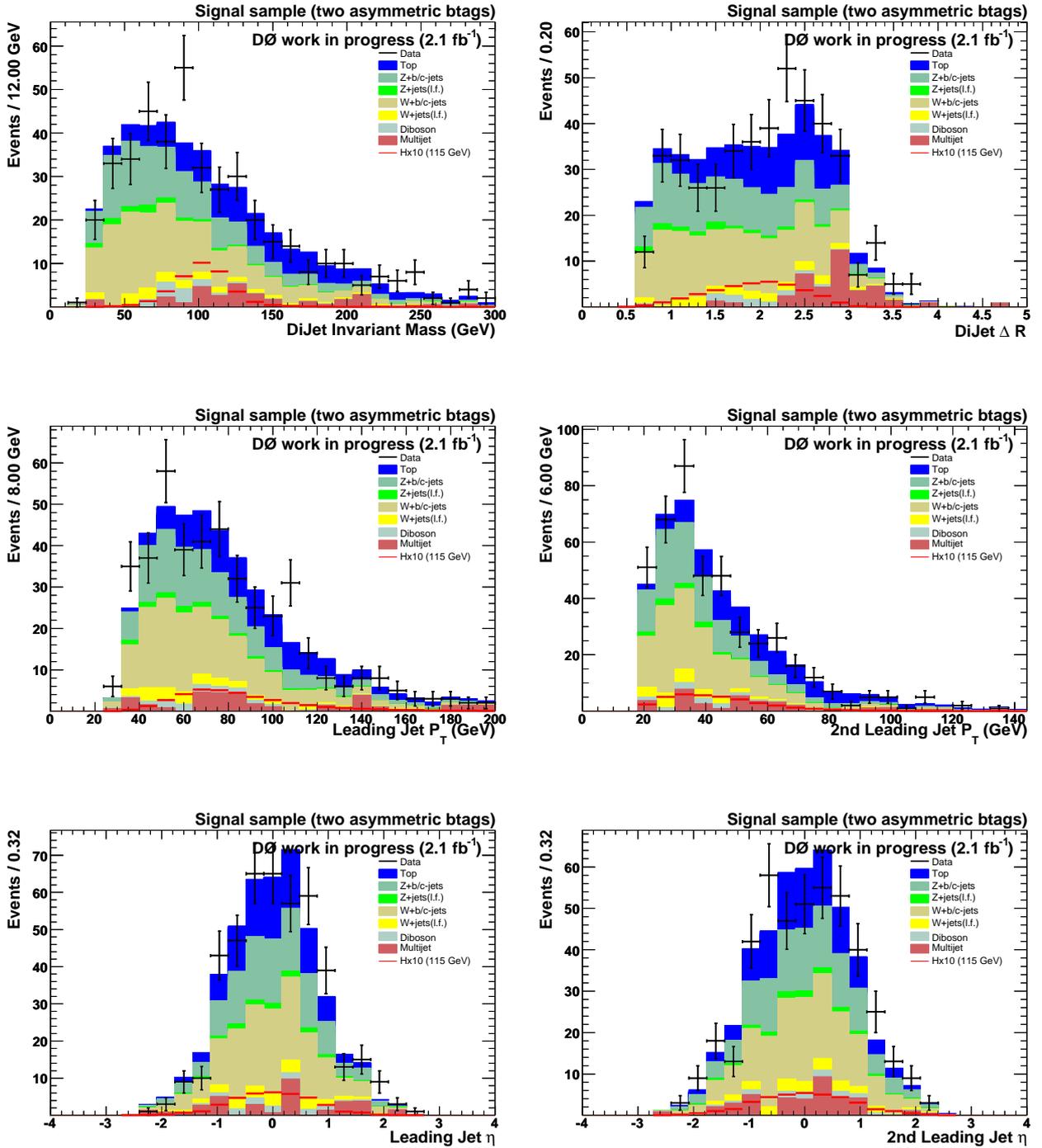


FIG. 6.14 – Distributions de la masse invariante des deux jets de plus grand  $p_T$  (en haut à gauche), de  $\Delta R(\text{jet1}, \text{jet2})$  (en haut à droite), du  $p_T$  et de la pseudo-rapidité  $\eta$  du premier jet (à gauche, au milieu et en bas, respectivement), et du  $p_T$  et de la pseudo-rapidité  $\eta$  du second jet (à droite, au milieu et en bas, respectivement). Les données proviennent du lot de signal et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*. Toutes les coupures de sélection sont appliquées ainsi que l'étiquetage asymétrique.

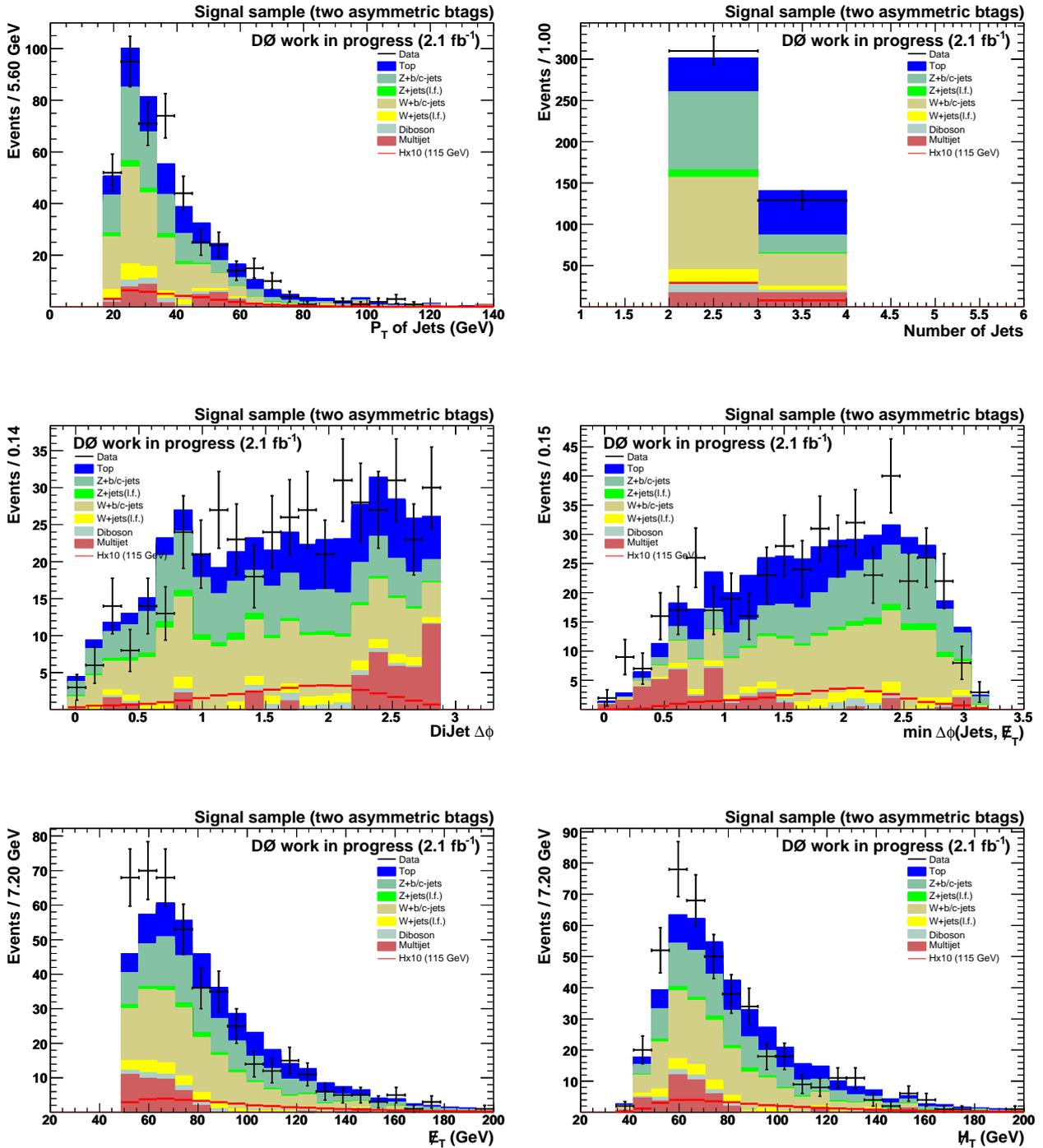


FIG. 6.15 – Distributions du  $p_T$  des jets (en haut à gauche), de la multiplicité de jets (en haut à droite), de  $\Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2})$  (au milieu à gauche), de  $\Delta\phi_{\min}(\text{jets}, E_T)$  (au milieu à droite), de  $E_T$  (en bas à gauche) et de  $H_T$  (en bas à droite). Les données proviennent du lot de signal et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*. Toutes les coupures de sélection sont appliquées ainsi que l'étiquetage asymétrique.

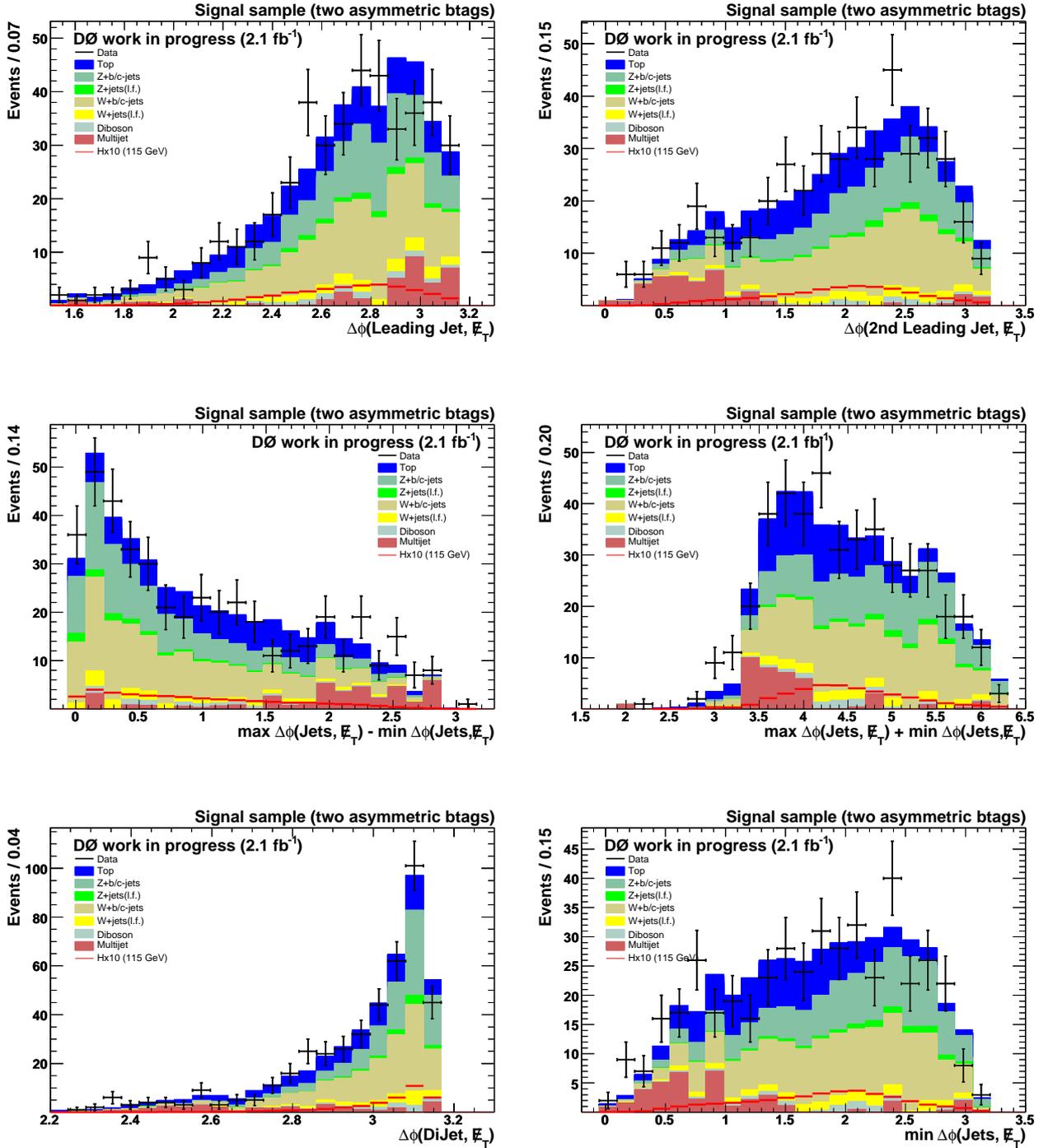


FIG. 6.16 – Distributions de  $\Delta\phi(\text{jet1}, \cancel{E}_T)$  (en haut à gauche),  $\Delta\phi(\text{jet2}, \cancel{E}_T)$  (en haut à droite),  $\max[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)] - \min[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)]$  (au milieu à gauche),  $\max[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)] + \min[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)]$  (au milieu à droite),  $\Delta\phi(\text{dijet}, \cancel{E}_T)$  (en bas à gauche) et  $\min[\Delta\phi(\text{jets}, \cancel{E}_T)]$  (en bas à droite). Les données proviennent du lot de signal et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*. Toutes les coupures de sélection sont appliquées ainsi que l'étiquetage asymétrique.

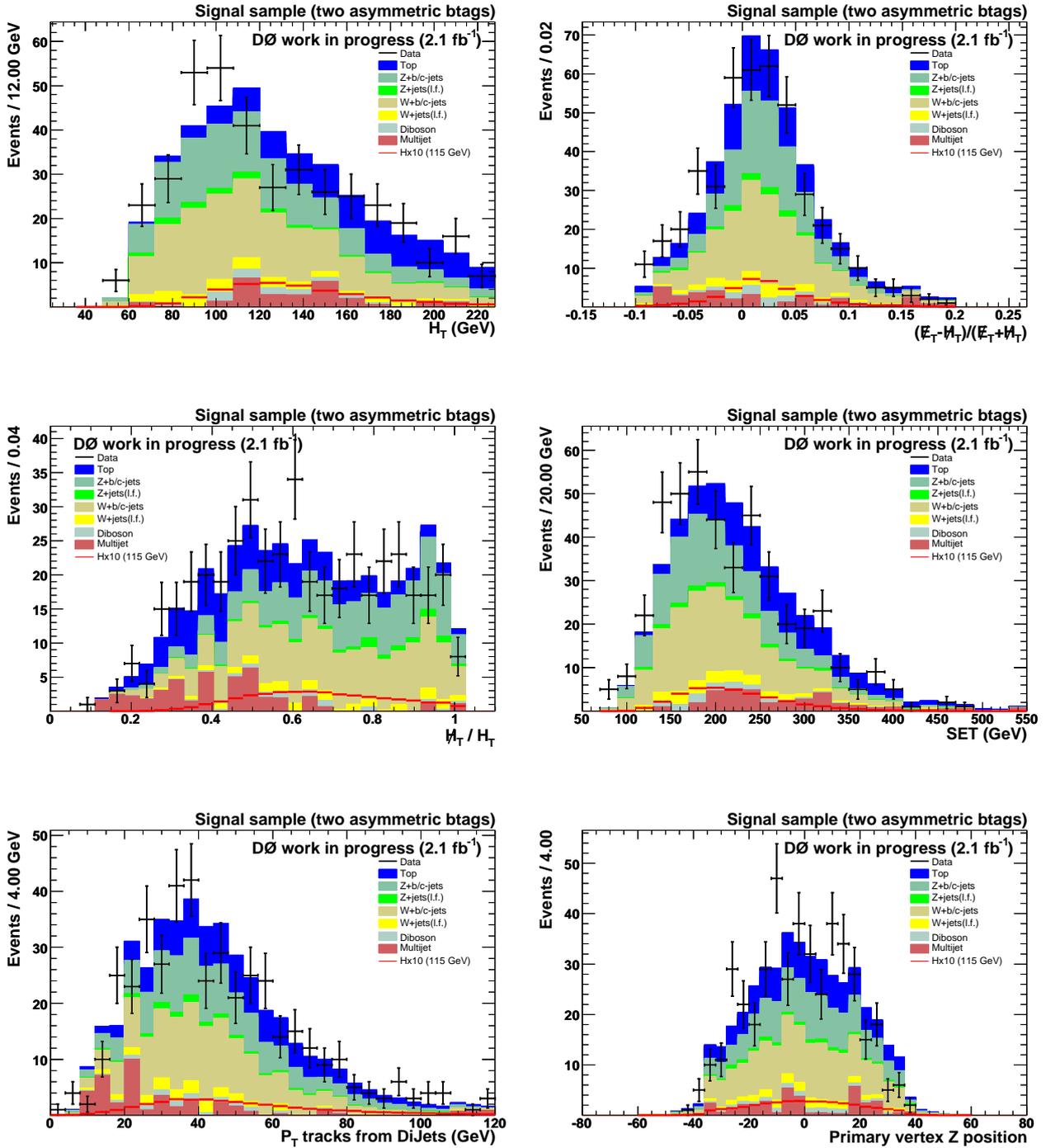


FIG. 6.17 – Distributions de  $H_T$  (en haut à gauche), de l’asymétrie  $\mathcal{A}$  (en haut à droite), du rapport de  $H_T$  sur  $H_T$  (au milieu à gauche), de la somme scalaire de l’énergie de toutes les cellules (SET) (au milieu à droite), de la somme vectorielle de l’impulsion de toutes les traces associées soit au premier, soit au second jet “TrkPtDijet” (en bas à gauche) et de la position en  $z$  du vertex (en bas à droite). Les données proviennent du lot de signal et combinent le *Run IIa* et le *Run IIb*. Toutes les coupures de sélection sont appliquées ainsi que l’étiquetage asymétrique.

## 6.9 Analyse Discriminante

### 6.9.1 Introduction

L'étape finale de l'analyse consiste à tirer parti des caractéristiques cinématiques différentes du signal et des fonds restants à l'aide d'une technique d'arbre de décision stimulé (ou *BDT*<sup>8</sup> dans la suite). C'est une technique d'apprentissage automatique [164] dont l'usage tend à se populariser en physique des particules. Dans l'expérience  $DØ$ , elle a été utilisée en premier pour mettre en évidence la production du top célibataire (voir [165, 166]).

La plupart des événements ne possèdent pas toutes les caractéristiques attendues d'un signal ou d'un bruit de fond. Le but d'un arbre de décision est donc d'étendre une simple analyse basée sur des coupures à une technique multi-variables en continuant d'analyser les événements qui ne passent pas un critère particulier et de voir si un autre critère ne permettrait pas de les classer proprement.

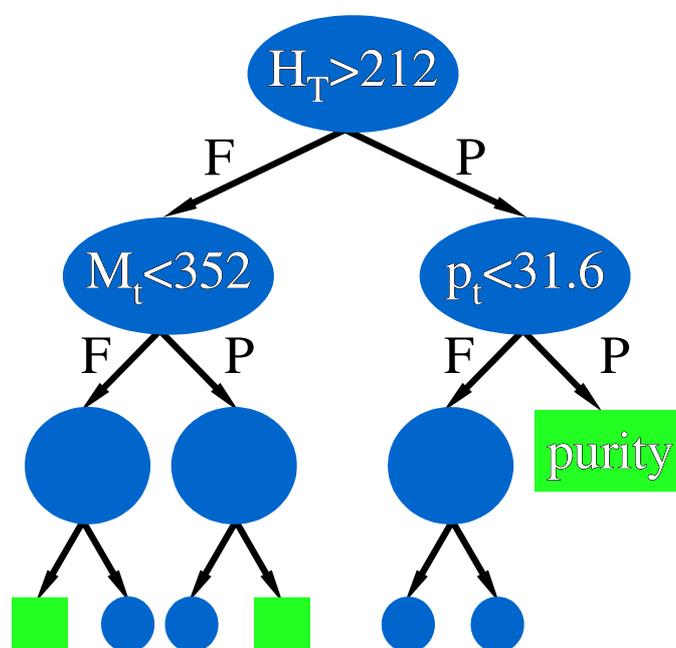


FIG. 6.18 – Exemple schématique d'un arbre de décision. Les nœuds sont montrés en bleu, avec leur test de division associé. Les nœuds terminaux (feuilles) sont en vert.

### 6.9.2 Construction de l'arbre

Mathématiquement, les arbres de décision sont des arbres dans lesquels chaque nœud a au plus deux fils. On parle alors d'arbres binaires. Un exemple est montré sur la figure 6.18. Considérons un lot d'entraînement fait d'événements connus de signal et de bruit de fond : ils forment la racine de l'arbre, i.e un nœud qui n'a pas de parent. Partant d'une liste de variables  $x_i$ , tous les événements sont triés selon chaque variable. Pour chaque  $x_i$ , l'algorithme évalue la valeur de division<sup>9</sup> qui fournit la meilleure séparation des événements en deux nœuds fils, un contenant essentiellement des événements de signal, un autre avec essentiellement des événements de bruit de fond. Le critère de division utilisé est le facteur de Gini (pour plus de détails, voir [166, 168]). La variable et la valeur de division qui donnent la meilleure séparation sont sélectionnées et deux nouveaux nœuds sont créés, un correspondant aux événements qui

<sup>8</sup>pour *Boosted Decision Tree* en anglais.

<sup>9</sup>dite aussi *splitting value*.

satisfont au critère de division (noté P sur la figure), un autre contenant les événements qui ont échoué à ce même critère (noté F sur la figure). L'algorithme est ensuite appliqué récursivement aux deux nœuds fils. La division prend fin si le nombre d'événements disponible dans un nœud est inférieur à cent ou si aucune division améliorant la séparation entre le signal et le bruit de fond ne peut être trouvée. Dans ce cas, un nœud est appelé une feuille. L'entraînement de l'arbre continue jusqu'à ce que chaque nœud devienne une feuille.

À chaque feuille est assignée une valeur de pureté  $p = s/(s + b)$ , où  $s$  (resp.  $b$ ) est la somme pondérée des événements de signal (resp. de bruits de fond) contenue dans une feuille. Une feuille est étiquetée "signal" si la pureté est supérieure à 0.5, "bruit de fond" sinon.

### 6.9.3 Stimulation

Une technique très puissante a été mise au point il y a environ dix ans afin d'améliorer les performances de n'importe quel classifieur simple : la stimulation (ou *boosting* en anglais). Nous utilisons le même algorithme de stimulation que celui employé pour la mise en évidence du quark top célibataire : la stimulation adaptative, connue dans la littérature sous le nom de *AdaBoost* [169].

Le principe de base d'un arbre de décision stimulé est d'entraîner un arbre  $T_n$  et de regarder quels événements ont été mal-classés, c'est-à-dire, les événements qu'il n'a pas été possible d'identifier clairement comme appartenant au lot signal ou au lot bruit de fond. Le poids de ces événements est ensuite augmenté et un arbre  $T_{n+1}$  est entraîné sur le lot repondéré. Le poids de l'arbre  $T_n$  est calculé selon la formule :

$$\alpha_n = \beta \times \ln \frac{1 - \epsilon_n}{\epsilon_n} \quad (6.6)$$

où  $\beta$  est le paramètre de stimulation et  $\epsilon_n$  est la somme des poids des événements mal-classés. Le poids de chacun d'eux est augmenté d'un facteur  $e^{\alpha_n}$  avant d'entraîner l'arbre  $T_{n+1}$ . Le but recherché est de forcer l'arbre  $T_{n+1}$  à se concentrer sur les événements difficiles afin de les classifier proprement. Cette procédure est répétée  $N$  fois, où  $N$  est le nombre de cycles de stimulation. Pour un événement  $i$  donné, la valeur finale de sortie  $D$  de l'arbre de décision stimulé est la somme pondérée des valeurs de sortie  $D_n$  des différents arbres :

$$D(x_i) = \frac{1}{\sum_{n=0}^N \alpha_n} \sum_{n=0}^N \alpha_n D_n(x_i). \quad (6.7)$$

### 6.9.4 Lots de données et variables

Les variables utilisées dans notre arbre de décision ( $DT^{10}$ ) sont listées dans le tableau 6.15, après les coupures de sélection et l'étiquetage asymétrique. Un des avantages des arbres de décision, comparé à des techniques comme les réseaux de neurones par exemple, est qu'ils sont relativement insensibles à l'ajout de nouvelles variables. Tant que celles-ci sont bien reproduites par la simulation, elles ne dégraderont pas les performances du  $DT$ , même si leur pouvoir de discrimination est faible.

Initialement, les variables sont pondérées selon leur section efficace multipliée par la luminosité. Pour le lot d'entraînement, les poids sont mis à l'échelle de telle sorte que :

$$\sum w_{\text{signal}} = \sum w_{\text{bruit de fond}} = 0.5.$$

L'entraînement de l'arbre de décision est effectué sur 1/3 de la statistique disponible dans la simulation. Seuls les bruits de fond physiques sont pris en compte, le nombre d'événements du bruit de fond instrumental étant trop faible pour obtenir un résultat stable.

<sup>10</sup>pour *Decision Tree* en anglais.

Afin d'estimer la pureté d'une feuille, un autre tiers de la simulation est utilisé. Le dernier tiers a été employé pour vérifier que le tiers destiné à déterminer la pureté n'était pas biaisé. Ceci étant le cas, seuls les événements consacrés à l'entraînement de l'arbre n'ont pas été utilisés dans la suite.

$E_T$	$\sum p_T^{\text{jets}}$
SET	$p_T^{\text{jet}_1}$
$H_T$	$p_T^{\text{jet}_2}$
$H_T$	$\eta_{\text{jet}_1}$
$A(E_T, H_T) \doteq (E_T - H_T)/(E_T + H_T)$	$\eta_{\text{jet}_2}$
$H_T/H_T$	Masse invariante des deux jets de plus grand $p_T$
$\min \Delta\phi(E_T, \text{jets})$	Masse transverse des deux jets de plus grand $p_T$
$\Delta\phi(E_T, \text{jet}_1)$	$(E_T - \sum p_T^{\text{traces}})/(E_T + \sum p_T^{\text{traces}})$
$\Delta\phi(E_T, \text{jet}_2)$	$\max(\Delta\phi(E_T, \text{jets})) - \min(\Delta\phi(E_T, \text{jets}))$
$\Delta\phi(E_T, p_T^{\text{jet}_1} + p_T^{\text{jet}_2})$	$\max(\Delta\phi(E_T, \text{jets})) + \min(\Delta\phi(E_T, \text{jets}))$
$\Delta\phi(\text{jet}_1, \text{jet}_2)$	$\sum p_T^{\text{traces}}$
$\Delta R(\text{jet}_1, \text{jet}_2)$	$\sum^{\text{dijet}} p_T^{\text{traces}}$
	$(\sum p_T^{\text{traces}} - \sum^{\text{dijet}} p_T^{\text{traces}})/\sum p_T^{\text{traces}}$

TAB. 6.15 – Liste des variables utilisées en entrée de l'arbre de décision. SET est la somme scalaire des énergies transverses de toutes les cellules du calorimètre.  $\sum p_T^{\text{traces}}$  est la somme vectorielle du  $p_T$  de toutes les traces de l'événement.  $\sum^{\text{dijet}} p_T^{\text{traces}}$  est la somme vectorielle du  $p_T$  des traces associées aux deux jets de plus grand  $p_T$ .

### 6.9.5 Optimisation de la stimulation

Plusieurs paramètres peuvent être ajustés afin d'améliorer les performances de l'arbre de décision, au premier rang desquels se trouvent le nombre de cycles de stimulation  $N$  et le paramètre de stimulation  $\beta$ . L'étude des meilleurs réglages a été effectuée à l'aide d'un signal Higgs ZH ainsi qu'au moyen d'une combinaison des signaux ZH et WH. Dans les deux cas, la masse du boson de Higgs a été fixée à 115 GeV.

Nous avons exploré la zone allant de 0.05 à 0.5 pour  $\beta$  (avec  $N$  fixé à 10), et de 0 à 50 pour  $N$  (avec  $\beta$  fixé à 0.2). La figure 6.19 (en haut) montre l'efficacité du signal par rapport à celle du bruit de fond pour le signal ZH et pour différentes valeurs des paramètres  $\beta$  et  $N$ . Des valeurs de  $\beta$  supérieures à 0.2 donnent des efficacités de signal inférieures pour une efficacité de bruit de fond donnée par rapport à  $\beta=0.2$ . Des valeurs plus basses que celle-ci produisent des résultats très similaires à ceux obtenus pour  $\beta=0.2$ .

Les premiers cycles de stimulation améliorent le pouvoir de séparation de l'arbre et lissent la réponse. Pour  $\beta=0.2$ , une valeur de  $N$  égale à 10 ou plus n'accroît pas la séparation de manière significative.

La figure 6.19 (en bas) représente la limite attendue atteignable sur la production d'un signal ZH+WH (sans prendre en compte les erreurs systématiques) en fonction de  $N$ , et pour plusieurs valeurs de  $\beta$ . Une amélioration est observée pour des valeurs de  $\beta$  plus petites que 0.1. La limite attendue sature après environ 15 à 20 cycles de stimulation. Nous avons donc utilisé  $\beta=0.1$  et  $N=20$ . Notons que l'analyse de la recherche du quark top célibataire utilisait  $\beta=0.2$  ainsi que le même nombre de cycles de stimulation.

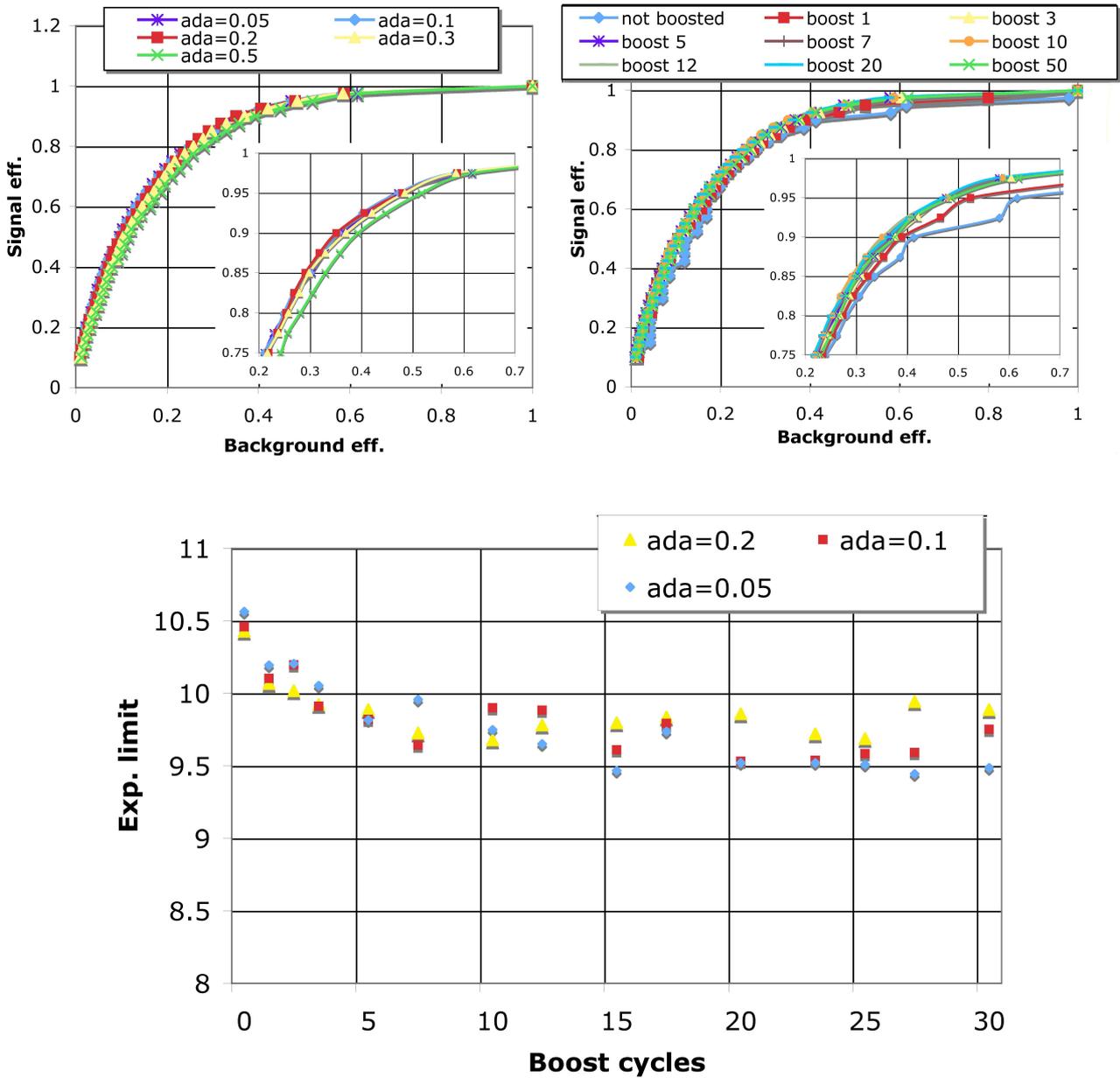


FIG. 6.19 – Optimisation des paramètres de stimulation  $\beta$  (ada sur la figure) et  $N$  du  $DT$ . Les figures en haut montrent l'efficacité d'un signal ZH en fonction de l'efficacité sur les bruits de fond physiques, pour différentes valeurs de  $\beta$  (à gauche) avec  $N$  fixé à 10, et pour différentes valeurs de  $N$  (à droite) pour  $\beta$  fixé à 0.2. La figure du bas montre la limite attendue (sans prendre en compte les incertitudes systématiques) sur la production d'un signal ZH+WH, pour différentes combinaisons de  $\beta$  (ada) et  $N$ .

### 6.9.6 Résultats

Un *BDT* a été entraîné pour chaque masse de Higgs testée (de 105 à 145 GeV, par pas de 10 GeV) et séparément pour chacune des périodes de prises de données (*Run IIa* et *Run IIb*). Ceci était nécessaire en raison des différences de sélection entre les périodes (pas de jets dans la région ICR pour le *Run IIa* par exemple) ainsi que et surtout à cause des différentes conditions de déclenchement utilisées.

Les figures 6.20 et 6.21 montrent la variable de sortie du *DT* (aussi appelé discriminant) pour les différentes masses de boson de Higgs considérées et pour le *Run IIa* et le *Run IIb*. L'accord entre les données et la simulation est satisfaisant quel que soit le discriminant considéré. Notons enfin que le signal est poussé vers des valeurs proches de 1 du discriminant alors que les bruits de fond tendent à peupler des valeurs plus basses.

## 6.10 Incertitudes systématiques

Plusieurs sources d'erreurs systématiques peuvent affecter l'estimation du nombre d'événements attendus de bruit de fond et de signal.

Les incertitudes systématiques entrent dans le calcul de la limite supérieure de deux façons :

- comme une incertitude sur la normalisation des lots de bruits de fond. On parle alors d'incertitude "plate".
- comme un effet qui change la forme attendue des distributions du signal et des fonds. On parle alors d'incertitude de "forme".

Elles ont été déterminées séparément pour les données du *Run IIa* et *Run IIb*. Elles sont résumées dans les tableaux 6.16 et 6.17. Bien que seules les incertitudes "plates" puissent être mentionnées dans ces tableaux, les erreurs qui changent la forme du discriminant ont été propagées dans le calcul des limites.

Dans ce qui suit,  $1\sigma$  se réfère à une déviation standard des corrections ou outils utilisés. Ces déviations sont fournies par les groupes responsables des outils utilisés. Nous avons considéré les incertitudes systématiques suivantes :

- **Échelle d'énergie des jets :**

L'énergie des jets dans la simulation a été variée de  $\pm 1\sigma$  de l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets. Cette variation a été propagée à toutes les variables utilisées dans l'analyse, et tout particulièrement à la  $\cancel{E}_T$ . L'impact de ce changement varie entre 1 et 7% et dépend du lot considéré. Pour le *Run IIb*, une erreur systématique supplémentaire de 2% a été ajoutée afin de prendre en compte un bogue dans la génération des lots de simulation utiles au *Run IIb* [170].

- **Résolution en énergie des jets :**

De plus, la résolution en énergie des jets a été dégradée à l'aide de la méthode *S.S.R.* Nous avons donc varié l'énergie des jets de  $\pm 1\sigma$  de l'erreur provenant des facteurs de dégradation (voir section 4.2.4). L'incertitude obtenue va de 1 à 3%.

- **Efficacité d'identification et de reconstruction des jets (Jet reco\*ID) :**

Les différences observées entre les données et la simulation pour l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets ont conduit à définir des facteurs d'échelle données/simulation qui servent à retirer aléatoirement le surplus de jets de la simulation. Nous avons varié les facteurs d'échelle de  $\pm 1\sigma$  de l'erreur fournie par le groupe "Identification des jets". Un effet de 1 à 5% est observé.

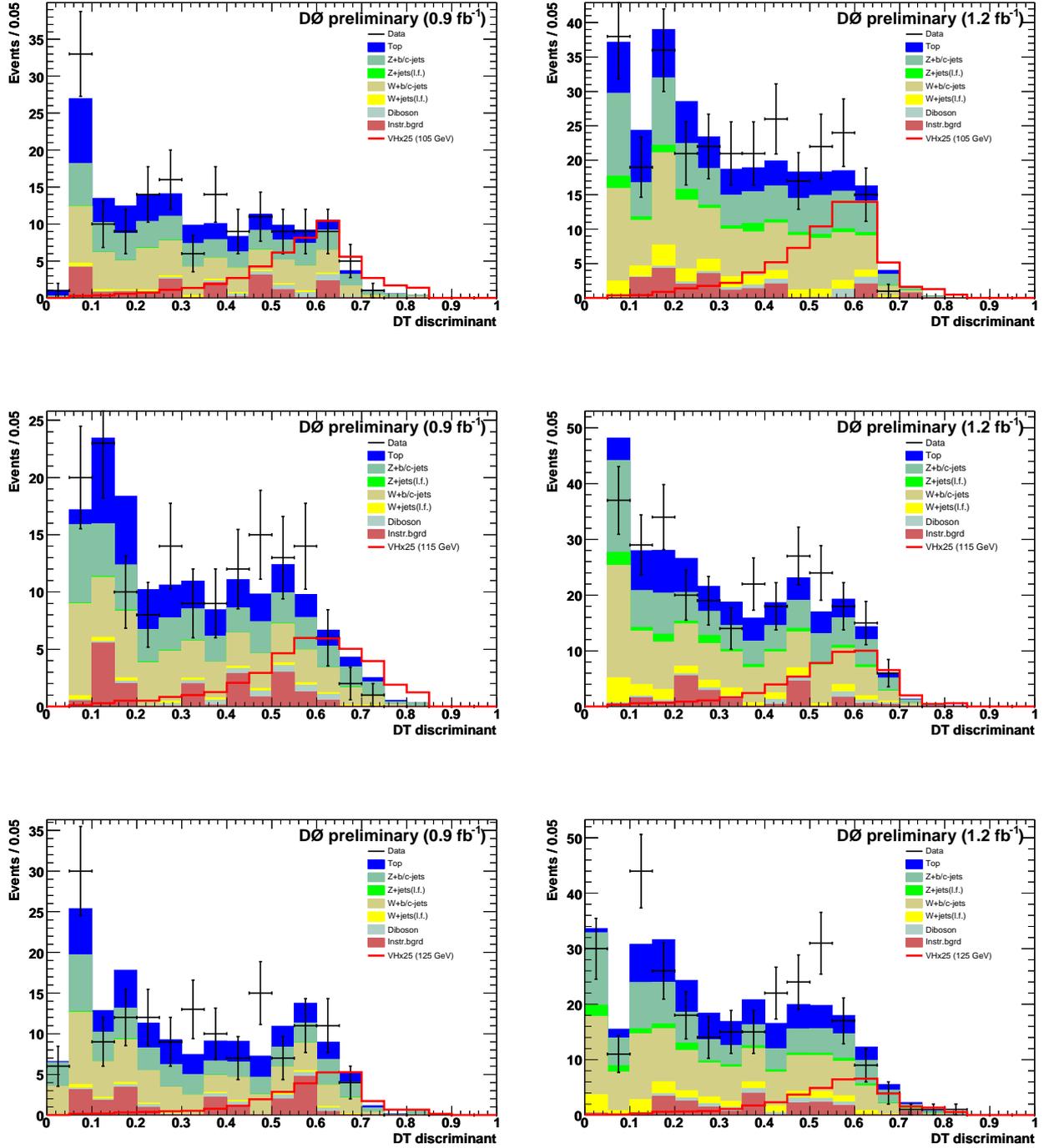


FIG. 6.20 – Distribution du discriminant de l'arbre de décision pour une masse de boson de Higgs de 105 (en haut), 115 (au milieu) et 125 GeV (en bas), pour les données du *Run IIa*, à gauche, et les données du *Run IIb*, à droite.

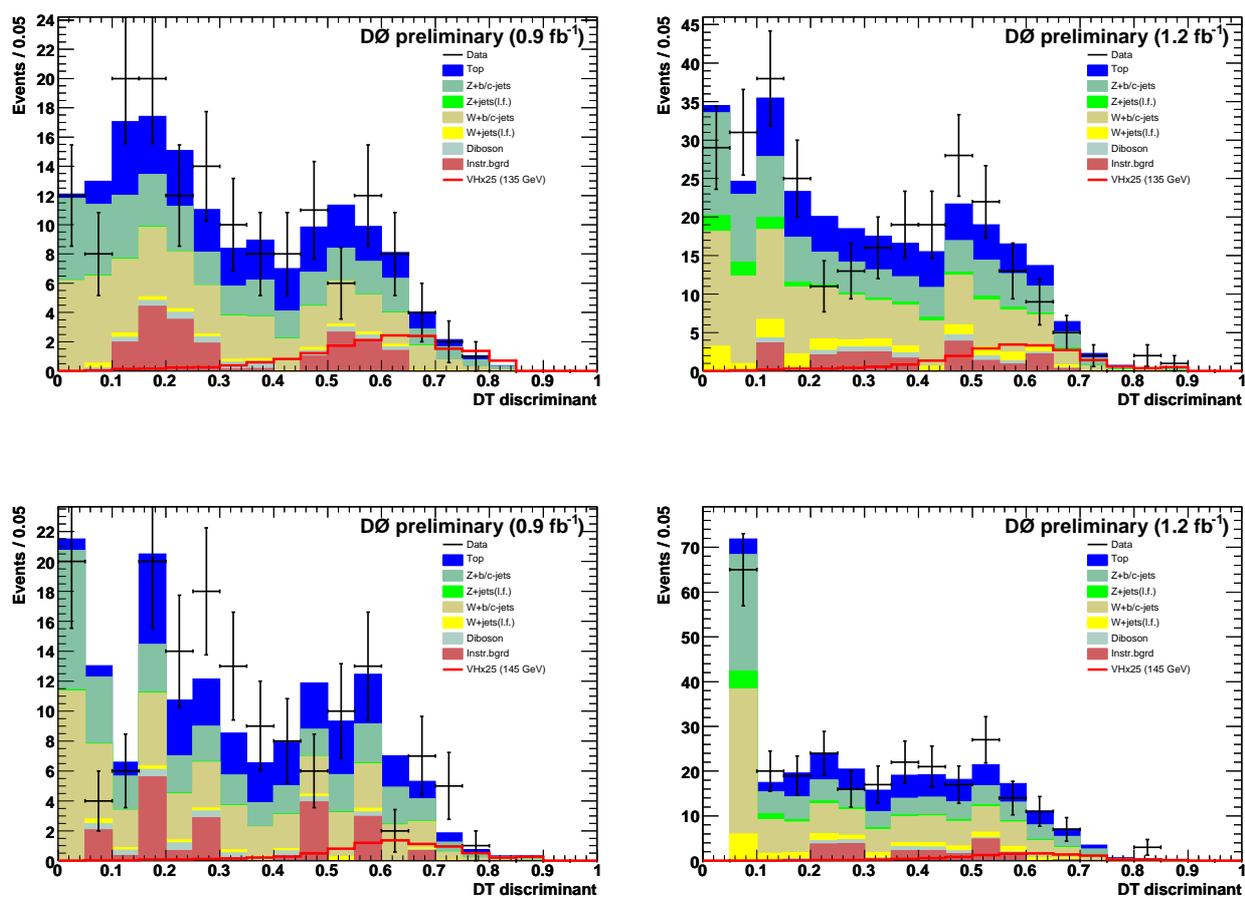


FIG. 6.21 – Distribution du discriminant de l'arbre de décision pour une masse de boson de Higgs de 135 (en haut) et 145 GeV (en bas), pour les données du *Run IIa*, à gauche, et les données du *Run IIb*, à droite.

- **Sections Efficaces :**

Les sections efficaces des différents processus du Modèle Standard souffrent d'incertitudes théoriques (de 6 à 18%). Elles ont été prises des références [160, 171]. En outre, les incertitudes sur les sections efficaces des signaux proviennent de la référence [161].

- **Fractions de saveurs lourdes :**

L'erreur sur les facteurs K supplémentaires associés au processus contenant des saveurs lourdes ( $W/Zbb$  et  $W/Zcc$ ) peut être obtenue partiellement à partir du programme MCFM. Elles varient de +25/-19% [172]. Elles ont été gonflées conservativement (jusqu'à 30%) pour prendre en compte divers effets, comme par exemple la masse des quarks de saveurs lourdes au niveau  $NLO$ . Cette incertitude est de plus conforme à la prescription prônée par [173]. En outre, les sections efficaces de ces processus diffèrent d'un facteur 2 entre les simulations du *Run IIa* et du *Run IIb*, en raison d'une différence des versions d'ALPGEN. Tant que ces différences ne seront pas clairement comprises au sein de la collaboration, nous assignerons une grande erreur de 50% sur les facteurs K des saveurs lourdes pour le *Run IIb*.

- **Étiquetage des quarks b dans la simulation :**

L'incertitude associée à l'étiquetage des quarks b a été évaluée en augmentant et en diminuant les  $TRFs$  ainsi que les paramétrisations d'étiquetabilité par une déviation standard afin de calculer une nouvelle pondération de la simulation.

- **Luminosité :**

La détermination de la luminosité est entâchée d'une erreur de 6.1%. Elle a été calculée par la collaboration DØ [174].

- **Simulation des conditions de déclenchement :**

Les études menées lors de l'établissement de la paramétrisation des conditions de déclenchement du *Run IIa* ont montré qu'une erreur systématique de 5% devait être affectée (voir la Table V de la référence [173]). Le principal changement pour le *Run IIb* est la refonte complète de la simulation du Niveau 1 et en particulier l'ajout d'un terme de  $E_T$ . Une erreur d'environ 2% a été assignée à cette modélisation, provenant essentiellement de la statistique disponible pour déterminer les efficacités des termes de déclenchement au Niveau 1 (voir la section 5.3.3 c)). Une fois ajoutée en quadrature à la précédente erreur de 5%, l'incertitude pour le *Run IIb* est finalement légèrement inférieure à 5.5%.

Nous n'assignons pas d'erreur à la détermination du bruit de fond QCD. Ce dernier est estimé à partir des données et l'erreur sur sa normalisation est complètement anti-corrélée à l'erreur sur les bruits de fond physiques (sections efficaces et fractions de saveurs de lourdes).

Les erreurs sur l'étiquetage des quarks b ainsi que sur l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets sont propagées au calcul de la limite en tant qu'erreurs de forme. Toutes les autres erreurs sont traitées comme des erreurs plates. Des exemples sont montrés sur les figures 6.22 et 6.23, où les systématiques positives et négatives sont tracées avec des signes opposés. Les erreurs provenant de l'échelle d'énergie des jets n'ont pas été traitées en tant qu'erreurs de forme car les variations observées sur le discriminant du  $DT$  étaient compatibles avec les fluctuations statistiques (voir les figures 6.22 et 6.23, en haut à droite, pour le processus  $W+h.f.$ ).

	$\sum$ BdF	Signal	Top	Diboson
<i>JES</i> pos/neg	-0.3/-3.3	+0.4/-2.9	-3.2/+0.7	+1.6/-3.8
Résolution en énergie des jets pos/neg	-0.4/-0.8	-1.1/-0.8	-1.4/-1.4	-0.9/-0.9
Jet reco*ID	$\pm 2.4$	$\pm 2.3$	$\pm 1.4$	$\pm 4.0$
Sections Efficaces	—	$\pm 6.0$	$\pm 16$	$\pm 6.0$
Etiquetage des quarks b pos/neg	+5.1/-5.0	+5.3/-5.2	+5.5/-5.3	+5.0/-4.9
Luminosité	$\pm 6.1$			
Conditions de déclenchement	$\pm 5.0$			
	Zjj	Zbb/cc	Wjj	Wbb/cc
<i>JES</i> pos/neg	+4.5/-4.9	+2.4/-2.9	+0.9/-7.5	-0.7/-6.2
Résolution en énergie des jets pos/neg	0.0/-0.1	+0.4/-1.0	-2.6/-2.7	0.0/0.0
Jet reco*ID	$\pm 1.6$	$\pm 2.6$	$\pm 5.2$	$\pm 2.7$
Sections efficaces	$\pm 9.0$		$\pm 9.0$	
Saveurs Lourdes	—	$\pm 30.0$	—	$\pm 30.0$
Etiquetage des quarks b pos/neg	+2.8/-2.8	+5.1/-5.0	+3.9/-3.1	+5.1/-5.0
Luminosité	$\pm 6.1$			
Conditions de déclenchement	$\pm 5.0$			

TAB. 6.16 – Incertitudes systématiques relatives (en %) sur les bruits de fond physiques et sur les signaux  $ZH$  et  $WH$  ( $m_H = 115$  GeV) pour l'analyse du *Run IIa*. La colonne Top inclut les contributions  $t\bar{t}$  et top célibataire. BdF signifie Bruit de Fond.

	$\sum$ BdF	signal	Top	Diboson
<i>JES</i> pos/neg	+0.4/-2.4	-1.0/-1.4	-5.1/+2.1	-0.5/-3.4
Résolution en énergie des jets pos/neg	-1.0/-0.6	-1.1/-0.7	-1.1/-1.3	-2.5/-1.1
Jet reco*ID	$\pm 1.7$	$\pm 2.0$	$\pm 1.7$	$\pm 3.2$
Sections efficaces	—	$\pm 6.0$	$\pm 16$	$\pm 6.0$
Etiquetage des quarks b pos/neg	+6.0/-5.8	+6.3/-6.1	+6.4/-6.2	+5.9/-5.7
Luminosité	$\pm 6.1$			
Conditions de déclenchement	$\pm 5.5$			
	Zjj	Zbb/cc	Wjj	Wbb/cc
<i>JES</i> pos/neg	+4.8/-4.8	+3.7/-2.0	+4.4/-5.4	-0.06/-4.4
Résolution en énergie des jets pos/neg	-5.7/-2.4	+1.3/+1.1	-0.8/+1.2	-2.2/-1.6
Jet reco*ID	$\pm 0.4$	$\pm 0.1$	$\pm 2.1$	$\pm 3.0$
Sections efficaces	$\pm 9.0$		$\pm 9.0$	
Saveurs Lourdes	—	$\pm 50.0$	—	$\pm 50.0$
Etiquetage des quarks b pos/neg	+5.2/-5.0	+6.1/-5.9	+4.8/-4.7	+6.0/-5.8
Luminosité	$\pm 6.1$			
Conditions de déclenchement	$\pm 5.5$			

TAB. 6.17 – Incertitudes systématiques relatives (en %) sur les bruits de fond physiques et sur les signaux  $ZH$  et  $WH$  ( $m_H = 115$  GeV) pour l'analyse du *Run IIb*. La colonne Top inclut les contributions  $t\bar{t}$  et top célibataire. BdF signifie Bruit de Fond.

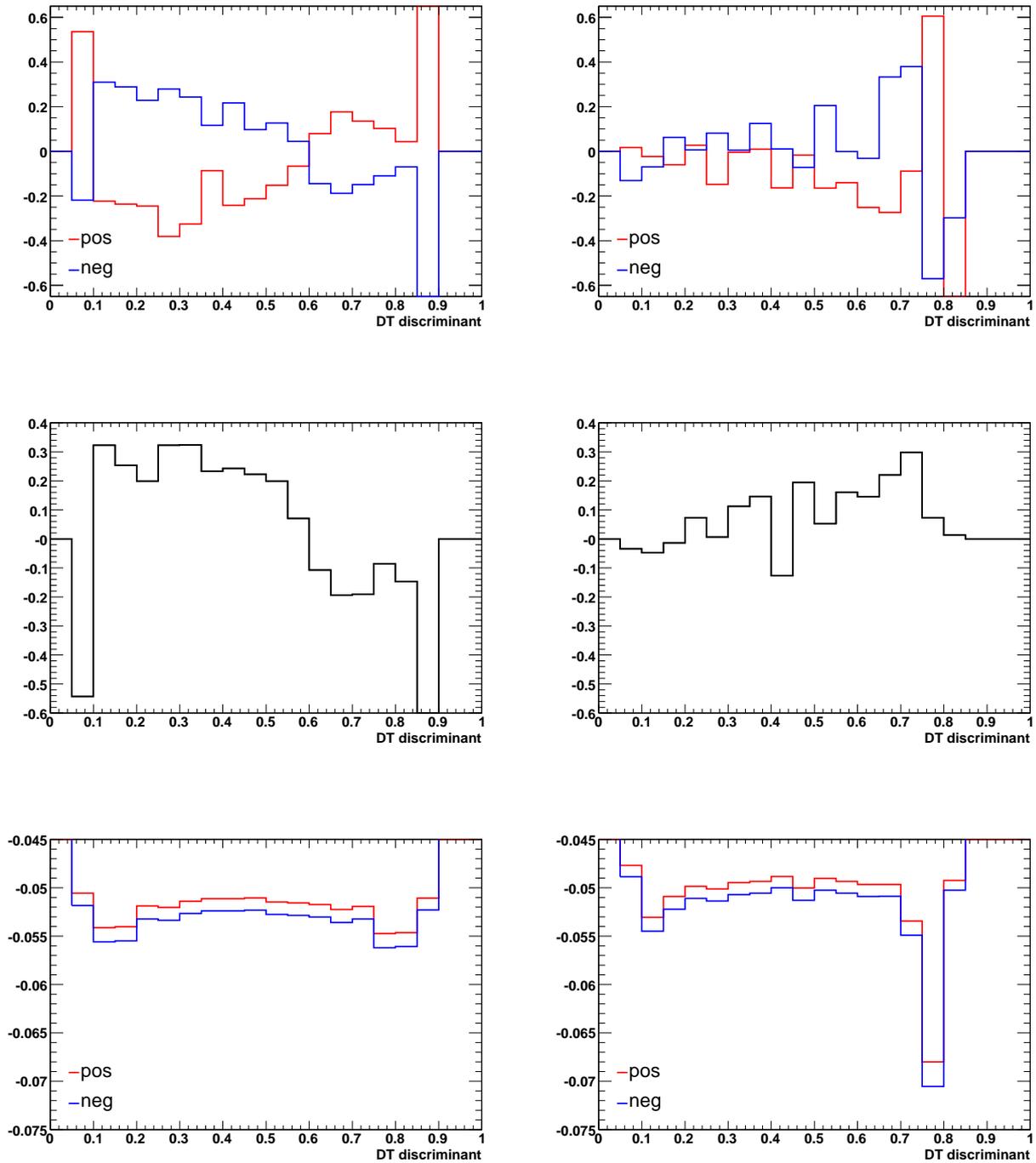


FIG. 6.22 – Exemples de systématiques de forme pour les données du *Run IIa*. Ce qui est montré ici est la différence fractionnaire entre le discriminant nominal et le discriminant décalé par l'erreur systématique considérée. Les figures montrent l'erreur sur la *JES* (en haut), sur l'efficacité de reconstruction et d'identification (au milieu) et sur l'étiquetage des quarks b (en bas), pour le signal (à gauche) et pour le processus  $W+h.f.$  (à droite). Les erreurs systématiques positives et négatives sont tracées avec des signes opposés.

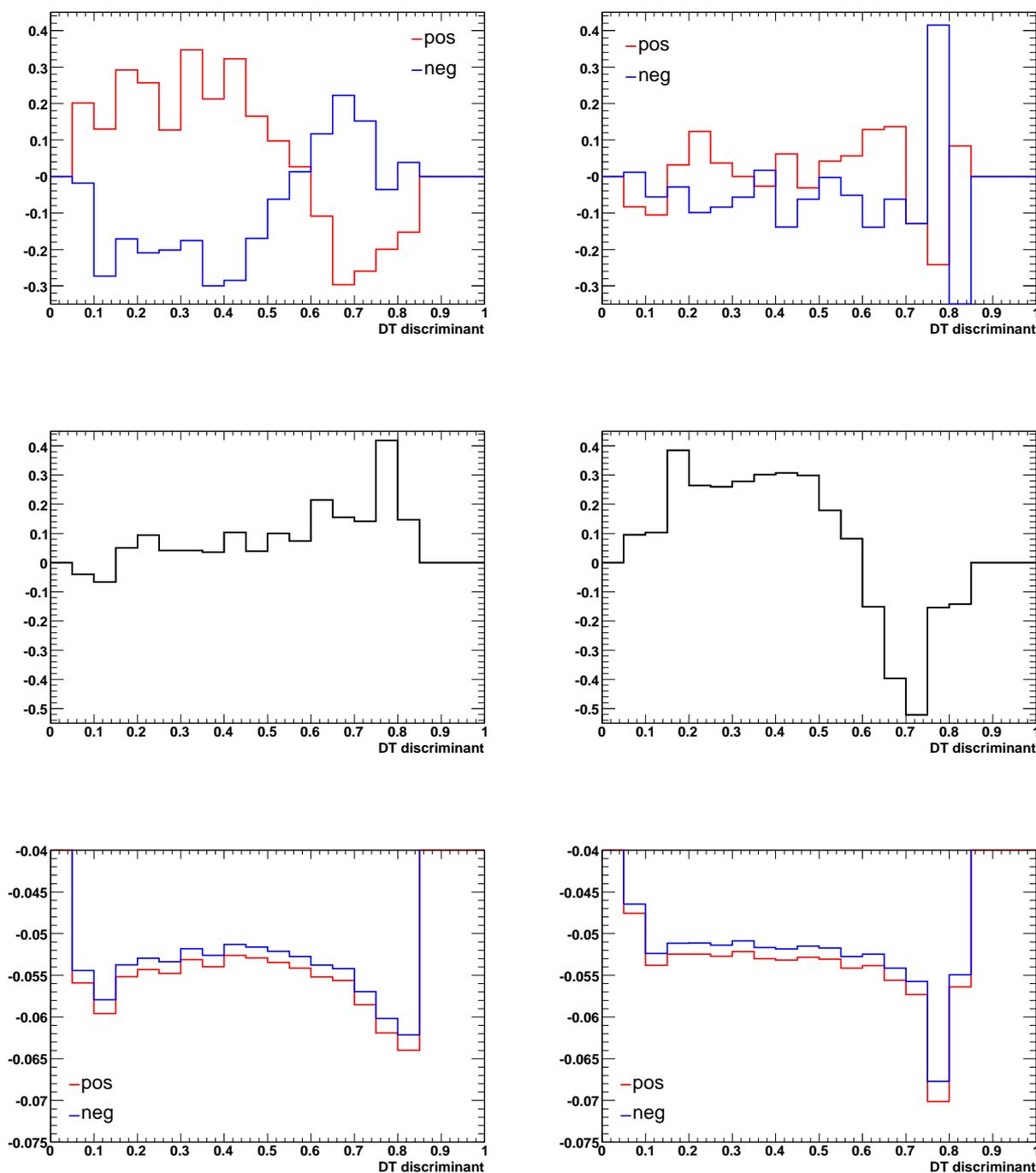


FIG. 6.23 – Exemples de systématiques de forme pour les données du *Run IIb*. Ce qui est montré ici est la différence fractionnaire entre le discriminant nominal et le discriminant décalé par l'erreur systématique considérée. Les figures montrent l'erreur sur la *JES* (en haut), sur l'efficacité de reconstruction et d'identification (au milieu) et sur l'étiquetage des quarks *b* (en bas), pour le signal (à gauche) et pour le processus  $W+h.f.$  (à droite). Les erreurs systématiques positives et négatives sont tracées avec des signes opposés.

## 6.11 Résultats finaux

Nous observons un accord entre les données et la prédiction des bruits de fond (physiques et QCD), à la fois en termes d'événements sélectionnés et de formes des discriminants des arbres de décision. Des limites ont donc été posées sur les sections efficaces de production d'un boson de Higgs Standard. La méthode statistique utilisée sera décrite dans un premier temps, puis les résultats finaux suivront.

### 6.11.1 Méthode Statistique

Le calcul des limites est basé sur une approche fréquentiste modifiée [175].

Nous considérons deux hypothèses à tester :  $H_0$ , correspondant au cas où ce qui est observé est compatible avec une hypothèse de bruit de fond seulement, et  $H_1$ , correspondant au cas où la présence d'une nouvelle particule est observée.

Dans l'analyse présentée ici, on attend  $b$  événements de bruits de fond,  $s$  événements de signal et on observe  $N$  événements dans les données réelles. Ce nombre  $N$  est la réalisation d'une variable aléatoire sous-jacente,  $n$ , qui suit une loi de Poisson de paramètre  $b$  ou  $s + b$ , selon l'hypothèse que l'on veut tester.

On définit  $CL_b$ , la probabilité que les données vérifient l'hypothèse de fond.  $1-CL_b$  est alors la mesure de la non-compatibilité des données avec  $H_0$  [176]. On définit aussi  $CL_{b+s}$ , le niveau de confiance dans l'hypothèse bruit de fond+signal, c'est-à-dire la probabilité que les données vérifient l'hypothèse  $H_1$ . Obtenir un très petit  $CL_{b+s}$  ne prouve pas que le signal est petit ou absent, car le fond lui-même peut avoir fluctué vers le bas. Dans un tel cas,  $CL_b$  est petit. On construit alors la variable  $CL_s$  comme :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (6.8)$$

Ce n'est pas un niveau de confiance au sens strict du terme. C'est une approximation raisonnable de ce que serait  $CL_s$  si on avait pu signer avec certitude les événements dus au(x) fond(s) parmi les événements sélectionnés. Un  $CL_s$  de 5% permet alors d'établir une exclusion à 95% de confiance de la présence d'un signal.

Afin de tester nos hypothèses, on génère des pseudo-expériences via une loi de Poisson de moyenne  $b$  (pour  $H_0$ ) ou  $s + b$  (pour  $H_1$ ).  $CL_s$  est calculé par l'intégration des distributions d'un test statistique sur tous les résultats des pseudo-expériences. Le test statistique utilisé est un rapport de vraisemblance logarithmique ( $LLR$ <sup>11</sup> dans la suite) joint, obtenu en sommant les valeurs des  $LLR$  de chacun des compartiments (*bins* en anglais) des discriminants des arbres de décision.

Les erreurs systématiques sont incorporées via une dégradation gaussienne (on parle de *Gaussian Smearing*) des densités de probabilité poissoniennes du signal et des bruits de fond, à l'intérieur des pseudo-expériences. Les corrélations entre le signal et les bruits de fond sont maintenues. Les incertitudes systématiques sont appelées paramètres de nuisance.

De plus amples détails sur le traitement des erreurs systématiques peuvent être trouvés dans la documentation de *Collie*, le programme utilisé pour calculer les limites dans cette analyse [177].

### 6.11.2 Limites supérieures sur la production du boson de Higgs

Les limites sont calculées à l'aide du discriminant de l'arbre de décision, obtenu après l'étiquetage asymétrique et après avoir enlevé 1/3 de la statistique de la simulation utilisée pour

<sup>11</sup>pour *Log-Likelihood Ratio* en anglais.

l'entraînement. Elles sont déterminées séparément pour le *Run IIa* et le *Run IIb* en combinant les signaux ZH et WH. Une combinaison des deux périodes de prise de données est aussi effectuée. Dans ce dernier cas, les incertitudes correspondantes sont considérées corrélées entre le *Run IIa* et le *Run IIb*, à l'exception des erreurs sur les facteurs K des processus de saveurs lourdes. Les limites sont calculées pour chacune des masses de boson de Higgs testées, allant de 105 à 145 GeV par pas de 10 GeV.

La figure 6.24 montre les distributions des  $LLR$  pour les productions combinées de  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  et  $WH \rightarrow \ell^\pm\nu b\bar{b}$ <sup>12</sup>, pour le *Run IIa* et le *Run IIb*. Ces figures incluent les valeurs de  $LLR$  pour l'hypothèse signal+bruit de fond ( $LLR_{s+b}$ ), pour l'hypothèse bruit de fond seulement ( $LLR_b$ ), et pour les données observées ( $LLR_{obs}$ ). La bande verte (resp. jaune) représente une (resp. deux) déviation(s) standard(s) ( $\sigma$ ) par rapport à  $LLR_b$ . Ces distributions peuvent s'interpréter comme suit :

- La séparation entre  $LLR_b$  et  $LLR_{s+b}$  fournit une mesure de la sensibilité globale de la recherche. C'est la capacité de l'analyse à discriminer les hypothèses bruit de fond seulement, et bruit de fond+signal.
- La largeur de la distribution de  $LLR_b$  (montrée ici comme des bandes de une et deux déviations standards) fournit une estimation de la sensibilité de l'analyse aux fluctuations ressemblant au signal dans les données, en prenant en compte les incertitudes systématiques. Par exemple, quand une fluctuation d'un  $\sigma$  du bruit de fond est grande comparée à la prévision du signal, la sensibilité de l'analyse s'en trouve limitée.
- La valeur de  $LLR_{obs}$  relativement à  $LLR_{s+b}$  et  $LLR_b$  indique si une distribution dans les données apparaît plus comme ressemblant au signal ou ressemblant au bruit de fond. Comme nous l'avons dit plus haut, l'importance d'une déviation quelconque de  $LLR_{obs}$  par rapport à  $LLR_b$  peut être évaluée à partir de la largeur de la distribution de  $LLR_b$ .

Les résultats sont montrés en fonction de la masse du boson de Higgs sur la figure 6.24 (à gauche) et dans le tableau 6.18 en termes des rapports de la section efficace exclue sur la section efficace du Modèle Standard multipliées par le rapport de branchement du boson de Higgs se désintégrant en deux quarks b. Les  $LLRs$  sont aussi montrés sur la figure 6.24 (à droite). Les résultats sont donnés pour le *Run IIa*, le *Run IIb* et la combinaison des deux prises de données. Les limites observées sont en accord avec les limites attendues, définies comme les médianes des limites obtenues dans les pseudo-expériences de l'hypothèse bruit de fond seulement.

Pour une masse de boson de Higgs de 115 GeV, les limites observées et attendues sur la section efficace combinée de production des processus HZ et HW (multipliée par le rapport de branchement de  $H \rightarrow b\bar{b}$ ) sont 7.5 et 8.4 fois plus grandes que la valeur du Modèle Standard, respectivement.

$m_H$ (GeV)	105	115	125	135	145
<i>Run IIa</i> attendue	10.38	12.13	18.43	27.53	54.97
observée	8.36	9.03	12.80	23.31	54.60
<i>Run IIb</i> attendue	9.54	11.74	16.89	26.65	52.34
observée	10.86	14.94	22.49	30.44	53.97
<i>RunII</i> Entier attendue	7.04	8.44	12.19	18.59	37.12
observée	5.71	7.45	9.93	17.29	36.44

TAB. 6.18 – Rapport entre les limites attendues (observées) et la prédiction du Modèle Standard pour différentes masses de Higgs. Les nombres sont donnés pour le *Run IIa*, le *Run IIb* et la combinaison des deux lots de données.

<sup>12</sup>  $\ell^\pm$  signifie que le lepton  $\ell$  est manquant : non identifié ou non reconstruit.

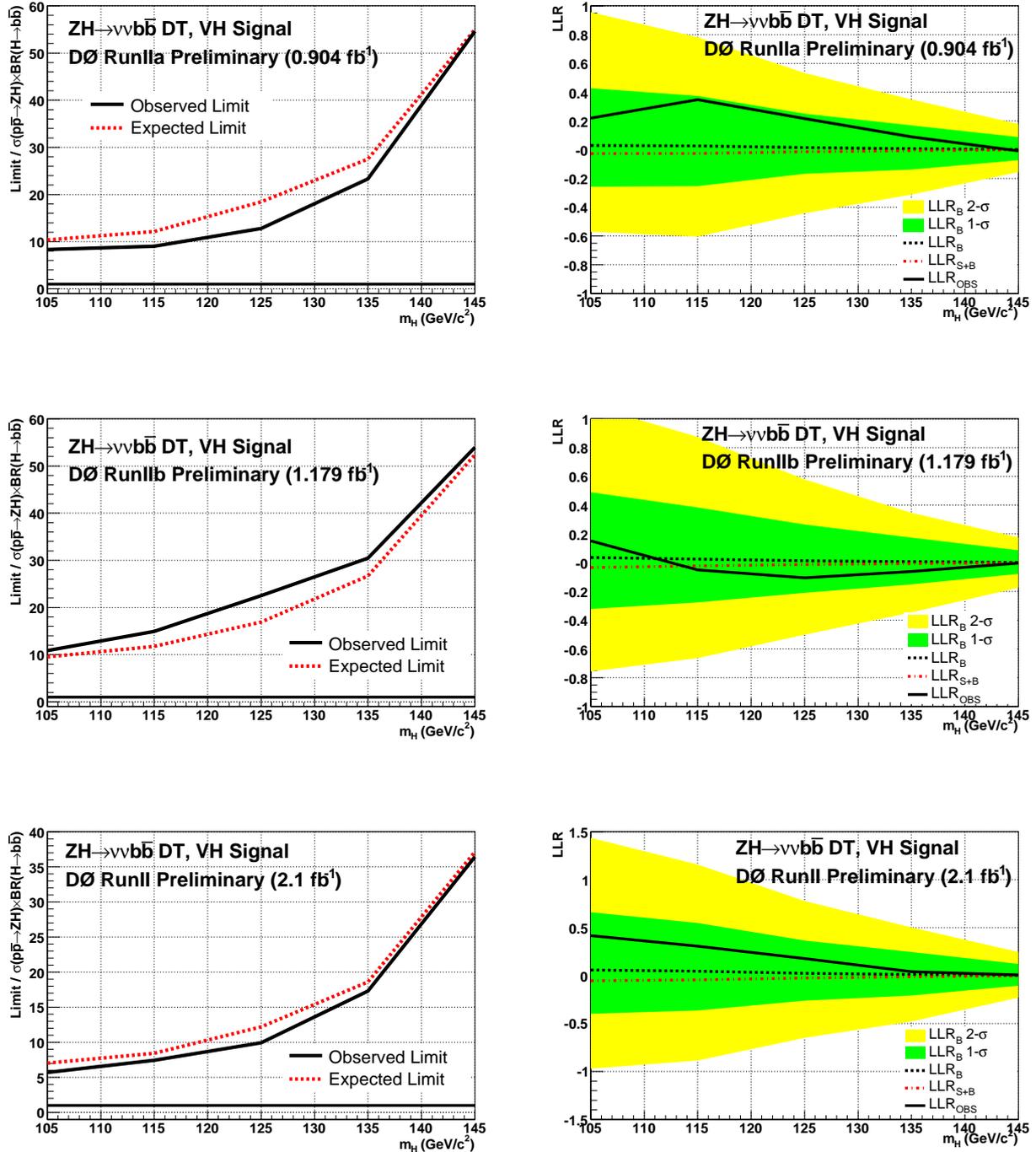


FIG. 6.24 – Limites supérieures à 95%, attendues et observées, sur les rapports de sections efficaces (exclues/Modèle Standard), à gauche, et distributions des  $LLRs$ , à droite. Ces résultats sont montrés pour le *Run IIa* (en haut), le *Run IIb* (au milieu) et la combinaison des deux lots de données (en bas). Ces limites incluent les incertitudes systématiques.

## 6.12 Conclusion et perspectives

La recherche du boson de Higgs dans le canal  $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  avec environ  $2.1 \text{ fb}^{-1}$  présentée dans ce chapitre s'est avérée infructueuse. Malgré les importants gains en sensibilité obtenus grâce à l'étiquetage asymétrique des quarks  $b$  et à l'utilisation d'un arbre de décision stimulé, un facteur 7 à 10 reste à gagner pour être en mesure de sonder le secteur du Higgs standard dans ce canal. Afin de parvenir à ce but, de nombreuses voies restent à explorer pour améliorer la sensibilité de cette analyse. Les améliorations possibles sont essentiellement de deux natures.

Les premières sont liées aux performances du Tevatron et de la collaboration  $D\bar{O}$ . Actuellement, plus de  $4 \text{ fb}^{-1}$  sont stockés sur bandes magnétiques, soit deux fois la statistique utilisée pour la recherche détaillée dans ce manuscrit. A la fin de la prise de données du Tevatron, en 2010, près de  $8 \text{ fb}^{-1}$  sont attendus. Ces données supplémentaires apporteront une augmentation de la sensibilité naturelle. De plus, des études sont en cours au sein de la collaboration  $D\bar{O}$  afin d'améliorer de 15 à 20% la résolution en énergie des jets. Cette avancée serait cruciale pour la recherche d'un boson de Higgs de basse masse tant la masse invariante formée des deux jets de plus grand  $p_T$  est une variable discriminante.

Au-delà de ces quelques points, l'analyse elle-même peut être grandement optimisée. La réduction de la coupure en énergie transverse manquante à 40 GeV pourrait ainsi augmenter le nombre d'événements de signal d'environ 15%. En contre-partie, la proportion du bruit de fond QCD augmenterait drastiquement et il faudrait être en mesure de le contrôler. Des études ont déjà été menées afin de bâtir un modèle du fond QCD plus robuste et d'introduire de nouvelles variables discriminantes [178]. Ces études permettent de plus d'envisager l'ajout d'un lot où l'on demanderait qu'exactement un seul jet soit étiqueté  $b$ .

Il serait également judicieux de séparer le lot de signal en deux sous-lots distincts : un contenant des traces "isolées"<sup>13</sup>, enrichi en signal  $WH$  et en bruit de fond venant du quark top et un autre ne contenant pas de traces "isolées", enrichi en signal  $ZH$  et en bruit de fond  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ . De plus, pour le moment, le lot d'analyse est traité d'un unique bloc, que les événements possèdent 2 ou 3 jets. Un gain en sensibilité pourrait alors passer par la séparation des contributions "2 jets" et "3 jets", dont la composition des bruits de fond est différente, en deux sous-lots distincts. Pour chacun des sous-lots évoqués ici, un arbre de décision différent pourrait être entraîné, augmentant ainsi le pouvoir de discrimination.

Cependant, l'utilisation d'un canal unique ne devrait pas permettre à l'expérience  $D\bar{O}$  d'être suffisamment sensible au secteur du Higgs standard. Une combinaison des différents canaux d'analyse est donc primordiale pour la recherche du boson de Higgs. Durant l'été 2008, près de 31 analyses de la collaboration  $D\bar{O}$ , réparties sur 20 états finals différents et sur les périodes du *Run IIa* et *Run IIb* ont ainsi été combinées [179]. Les productions de boson de Higgs associées à un boson vecteur ( $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ ,  $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow \ell\ell/\nu\bar{\nu}b\bar{b}$  et  $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WW^+W^-$ ), à des quarks ( $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}H \rightarrow q\bar{q}W^+W^-$ ) ou par fusions de gluons ( $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$ ,  $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ ) ont été considérées. Les luminosités intégrées utilisées par les différentes analyses varient de  $1.1 \text{ fb}^{-1}$  à  $3.0 \text{ fb}^{-1}$ . Aucun signal n'ayant été observé, des limites ont été déterminées à l'aide de la même méthode que celle décrite dans la section 6.11.1. Comme précédemment, les limites obtenues à 95% de niveau de confiance ont été exprimées en termes des rapports  $R$  de la section efficace exclue et de la section efficace du Modèle Standard multipliées par les rapports d'embranchement  $H \rightarrow b\bar{b}/W^+W^-/\gamma\gamma$  (voir figure 6.25). La section efficace exclue observée (resp. attendue) est un facteur 5.3 (resp. 4.6) fois plus grande que celle prédite par le Modèle Standard pour un boson de Higgs ayant une masse  $m_H$  de 115 GeV. Dans le cas où  $m_H$  vaut

<sup>13</sup>Il existe plusieurs manières d'isoler une trace. On peut par exemple construire un cône creux autour d'une trace candidate. Si aucune trace n'est présente dans le cône creux, la trace est dite isolée. Elle peut par exemple signer la présence de la désintégration hadronique d'un lepton  $\tau$ .

165 GeV, ces facteurs deviennent 2.0 et 1.9, respectivement.

Pour que le Tevatron ait néanmoins une chance d'observer le boson de Higgs, il est nécessaire de combiner les résultats des deux expériences, DØ et CDF. La dernière combinaison globale incluant tous les canaux disponibles a eu lieu durant le printemps 2008 [180]. Pour simplifier leur combinaison, les recherches ont été séparées en 29 états finals mutuellement exclusifs, correspondant à des luminosités intégrées allant jusqu'à  $2.4 \text{ fb}^{-1}$ . Même si cette combinaison ne prend pas en compte les derniers résultats obtenus durant l'été par DØ et CDF, elle permet d'atteindre une sensibilité supérieure à celle de DØ uniquement. Le rapport  $R$  observé (resp. attendu) est ainsi de 3.7 (resp. 3.3) pour  $m_H=115 \text{ GeV}$ , et de 1.1 (resp. 1.6) à 160 GeV (voir la figure 6.26).

Finalement, durant l'été 2008 [181], une combinaison a été effectuée en prenant en compte uniquement des canaux sensibles aux bosons de Higgs lourds ( $155 < m_H < 200 \text{ GeV}$ ) :  $H \rightarrow W^+W^-$  (avec désintégration leptonique des  $W$ ) et produit par  $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$  mais aussi  $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WW^+W^-$  et  $p\bar{p} \rightarrow WH/ZH$  avec une désintégration hadronique des bosons  $W/Z$ . Les analyses correspondaient toutes à des luminosités intégrées de  $3.0 \text{ fb}^{-1}$ , quelle que soit l'expérience considérée. La figure 6.27 (en haut) montre le rapport  $R$  ainsi obtenu en fonction de la masse du boson de Higgs. Pour  $m_H=170 \text{ GeV}$ ,  $R$  observé (resp. attendu) vaut 1.0 (resp. 1.4), correspondant alors à l'exclusion à 95% de niveau de confiance de cette masse. La figure 6.27 (en bas) montre la distribution de  $1 - CL_S$  en fonction de la masse du boson de Higgs, qui peut être directement interprété comme le niveau d'exclusion de ces recherches. Par exemple, à la fois les résultats attendus et observés excluent un boson de Higgs avec  $m_H=165 \text{ GeV}$  à environ 92% de niveau de confiance.

Depuis les résultats du LEP, c'est la première fois qu'un autre accélérateur arrive à atteindre la sensibilité suffisante permettant de restreindre le domaine en masse permis pour le boson de Higgs. L'ajout de toujours plus de données couplé à l'amélioration et à l'optimisation des analyses promettent déjà l'extension du domaine d'exclusion dès l'hiver 2009, si aucun signal n'est vu.

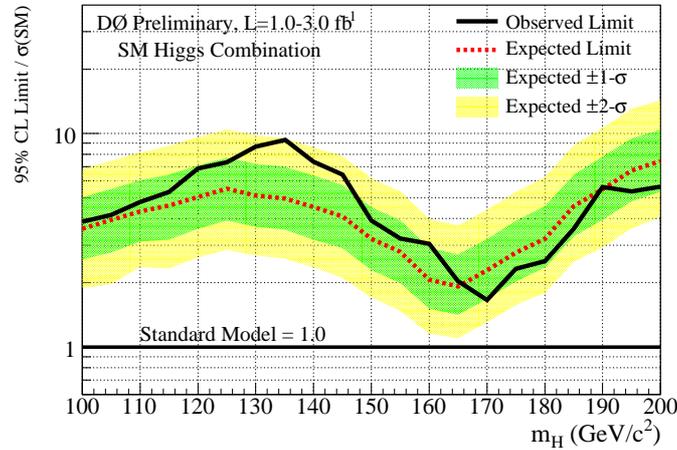


FIG. 6.25 – Limites supérieures à 95%, attendues et observées, sur les rapports de sections efficaces (exclues/Modèle Standard) en fonction de la masse du boson de Higgs (pour  $100 < m_H < 200 \text{ GeV}$ ) pour la combinaison des analyses de l'expérience DØ. La luminosité intégrée des différentes analyses varie de  $1.1$  à  $3.0 \text{ fb}^{-1}$ .

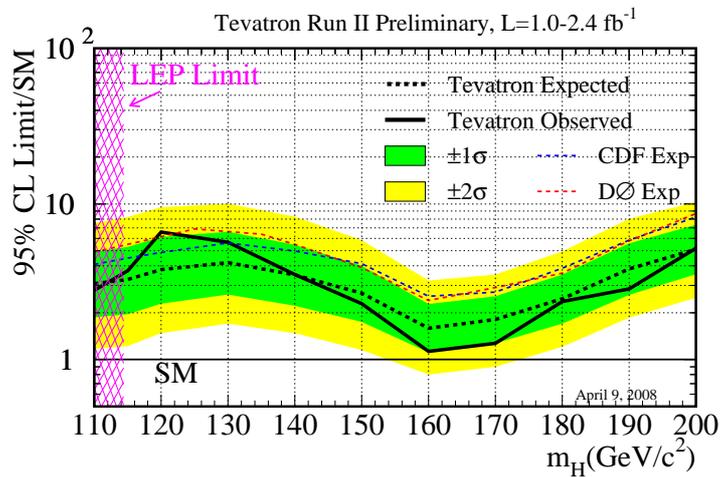


FIG. 6.26 – Limites supérieures à 95%, attendues et observées, sur les rapports de sections efficaces (exclues/Modèle Standard) en fonction de la masse du boson de Higgs (pour  $110 < m_H < 200 \text{ GeV}$ ) pour la combinaison des analyses des expériences DØ et CDF. La luminosité intégrée des différentes analyses varie de  $1.0$  à  $2.4 \text{ fb}^{-1}$ .

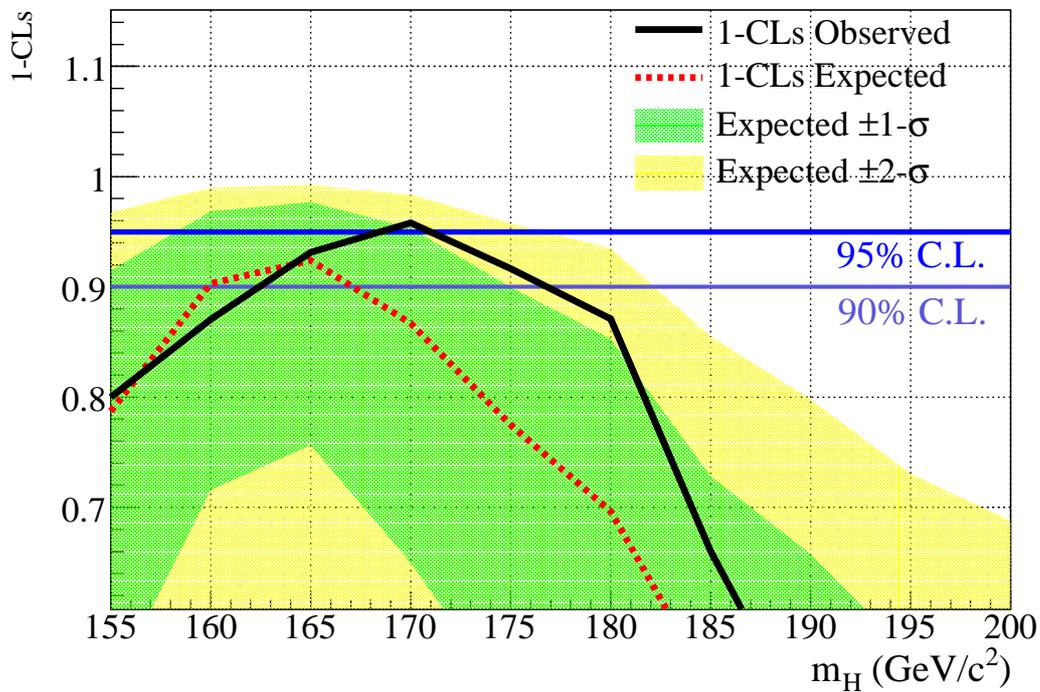
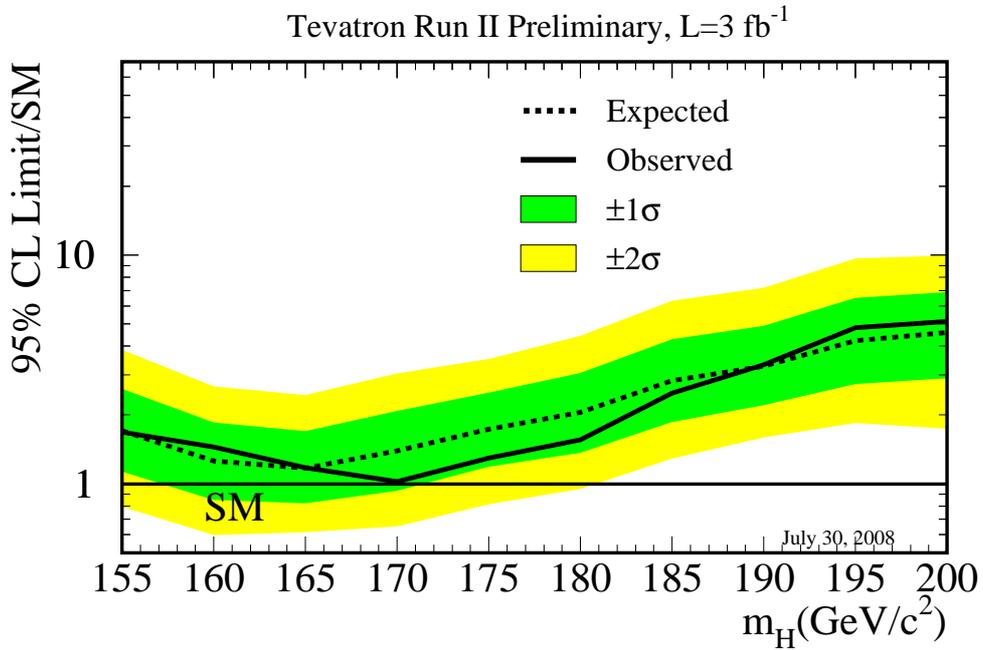


FIG. 6.27 – En haut, limites supérieures à 95%, attendues et observées, sur les rapports de sections efficaces (exclues/Modèle Standard) en fonction de la masse du boson de Higgs (pour  $155 < m_H < 200 \text{ GeV}$ ) pour la combinaison des analyses des expériences DØ et CDF. La luminosité intégrée des différentes analyses est de  $3.0 \text{ fb}^{-1}$ . En bas, distributions de  $1 - CL_S$  en fonction de la masse du boson de Higgs (par pas de 5 GeV) pour la combinaison des analyses de DØ et CDF.



# Conclusion

*“La femme Narsès : [...] mais je me rends mal compte.*

*Comment cela s’appelle-t-il, quand le jour se lève, comme aujourd’hui,  
et que tout est gâché, que tout est saccagé,*

*et que l’air, pourtant, se respire, et qu’on a tout perdu,  
que la ville brûle, que les innocents s’entre-tuent,*

*mais que les coupables agonisent, dans un coin du jour qui se lève.*

*Electre : Demande au mendiant. Il le sait.”*

*Le Mendiant : Cela a un très beau nom, femme Narsès. Cela s’appelle l’aurore.”*

Jean Giraudoux, *Electre*

Bâti au cours du XXe siècle, le Modèle Standard de la physique des particules est un édifice théorique se proposant de décrire les particules et leurs interactions au niveau subatomique. A ce jour, à l’exception notable de l’observation de l’oscillation des neutrinos, il n’a jamais été mis en défaut expérimentalement. Cependant, malgré ses indéniables succès expérimentaux, il peine à expliquer l’origine de la brisure de la symétrie électrofaible et la génération des masses des particules. Imaginé dans les années 60, le mécanisme de Higgs offre une explication élégante au problème tout en postulant l’existence d’une nouvelle particule : le boson de Higgs. Traqué ardemment depuis sa prédiction théorique, ce dernier n’a cependant pas encore été mis à jour expérimentalement. Les recherches directes menées au LEP ont permis de déterminer une limite inférieure sur sa masse, paramètre libre du modèle :  $m_H > 114.4$  GeV à 95% de niveau de confiance. Les mesures de précision électrofaibles autorisent de plus le calcul d’une limite supérieure :  $m_H < 154$  GeV à 95% de niveau de confiance. Des arguments conceptuels favorisent également un boson de Higgs léger.

Pour ces raisons, les recherches présentées dans ce manuscrit se sont concentrées sur un boson de Higgs de basse masse ( $m_H < 135$  GeV). Elles ont été effectuées à l’aide d’une partie des données enregistrées par l’expérience DØ ( $2.1 \text{ fb}^{-1}$ ), un des deux détecteurs présents sur l’anneau de collision protons-antiprotons TeVatron dont l’énergie dans le centre de masse est de 1.96 TeV. Dans ces conditions, la production du boson de Higgs associé à un boson vecteur ( $W$  ou  $Z$ ) se désintégrant leptoniquement est privilégiée, le boson de Higgs se désintégrant préférentiellement en paires de quarks  $b$ . A ce titre, le canal  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  est très intéressant car, bien qu’ayant une section efficace de production plus faible d’un facteur 2 par rapport au canal  $WH$ , il permet d’exploiter le rapport de branchement d’environ 20% du boson  $Z$  en deux neutrinos. L’état final considéré est alors constitué de jets et d’énergie transverse manquante.

Cette topologie particulière est également très utile pour les recherches de signaux de physique au-delà du Modèle Standard et nécessite des conditions de déclenchement spécifiques. En effet, toutes les collisions ne sont pas intéressantes et la recherche de processus rares exige de trier les événements *en ligne*. Au printemps 2006 a démarré une nouvelle phase de prise de données du TeVatron appelée *Run IIb* dont un des buts était d’atteindre des pics de luminosité instantanée de  $300 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Les contraintes qu’impliquaient ces nouvelles circonstances ont nécessité la conception de trois nouvelles conditions de déclenchement spécifiques aux signaux dont l’état

final est constitué de jets et énergie transverse manquante. L'optimisation du Niveau 3 de ces conditions a permis de réduire les taux d'enregistrement à  $300 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  d'un facteur 2 environ tout en gagnant de 3 à 7% sur l'efficacité des signaux considérés. Cela a été notamment rendu possible grâce à l'introduction d'un terme d'énergie transverse manquante au Niveau 3 (L3MET). Ces nouvelles conditions de déclenchement sont *en ligne* depuis Octobre 2006 et ont permis d'accumuler près de  $3 \text{fb}^{-1}$  de données jusqu'à présent.

La simulation du système de déclenchement n'est pas incluse dans la chaîne de simulation de  $D\bar{O}$ . Un outil a donc été développé afin d'émuler la réponse du Niveau 1, dont l'électronique a complètement été modifiée pour les besoins du *Run IIb*. De plus, des ajustements ont été effectués aux paramétrisations des jets de Niveaux 2 et 3 déjà existantes. Finalement, une modélisation de L3MET a été ajoutée. Cette simulation a été déterminée sur les données réelles à l'aide d'événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^- + \text{jets}$ . Ces derniers ont l'avantage de posséder la même topologie que le signal  $ZH$ , du point de vue calorimétrique, si l'impulsion des muons n'est pas prise en compte dans le calcul de l'énergie transverse manquante. La paramétrisation mise en place a été utilisée pour déterminer l'efficacité de déclenchement sur les données simulées.

La compréhension de la masse invariante di-jet, cruciale pour la recherche d'un boson de Higgs léger, nécessite une détermination précise de l'énergie des jets. Cependant, la simulation du détecteur  $D\bar{O}$  ne reproduit pas correctement l'échelle d'énergie, la résolution en énergie et l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets. Ces trois aspects étant corrélés, une méthode a été conçue afin de les corriger de manière cohérente. Elle est basée sur la conservation de l'énergie dans le plan transverse dans des événements comportant un boson  $Z$  et un jet dos-à-dos. Apellée *SSR* (pour *Shifting, Smearing and Removing*), elle a permis d'améliorer grandement l'accord entre données et simulation pour les quantités liées aux jets. Elle est utilisée de manière standard dans la chaîne d'analyse de  $D\bar{O}$ . Une procédure a de plus été mise en place afin de corriger différemment les jets issus de quarks des jets issus de gluons.

La recherche du boson de Higgs finalement entreprise avec  $2.1 \text{fb}^{-1}$  de données n'a pas permis d'observer d'excès par rapport aux prédictions de bruits de fond du Modèle Standard. Pour un boson de Higgs de masse égale à 115 GeV, une limite à un niveau de confiance de 95% a été déterminée sur la section efficace multipliée par le rapport de branchement de  $(p\bar{p} \rightarrow H(Z/W)) \times (H \rightarrow b\bar{b})$ . Elle est 7.5 fois plus grande que la valeur attendue par le Modèle Standard. Cependant, outre l'utilisation de toute la statistique disponible (plus de  $4 \text{fb}^{-1}$ ) ou à venir (près de  $8 \text{fb}^{-1}$  prévue en 2010), de nombreuses améliorations sont possibles pour augmenter la sensibilité de cette analyse, au premier rang desquels se situe l'obtention d'une meilleure résolution en énergie des jets. De plus, la combinaison des analyses effectuées à  $D\bar{O}$  et CDF offrent la possibilité d'augmenter drastiquement la sensibilité totale.

La période qui s'ouvre en ce début d'automne 2008 promet d'être très excitante pour la physique des particules. Les combinaisons de tous les résultats des expériences  $D\bar{O}$  et CDF ont déjà permis d'exclure un boson de Higgs dont la masse serait proche de 170 GeV. Les premières collisions à 10 TeV<sup>14</sup> dans le centre de masse au collisionneur protons-protons LHC (CERN) sont de plus attendues pour le mois de Novembre 2008. Les premières prises de données seront à basse luminosité et beaucoup de travail et de temps seront nécessaires afin de comprendre, simuler et étalonner proprement les détecteurs. La compétition est désormais lancée entre les deux collisionneurs, LHC et Tevatron, et une fenêtre reste plus que jamais ouverte pour que ce dernier parvienne à la sensibilité nécessaire pour sonder le secteur du Higgs à basse masse avant le LHC. S'il ne parvenait pas à devancer le nouveau collisionneur du CERN, le Tevatron resterait tout de même un endroit privilégié pour observer le mode de désintégration  $H \rightarrow b\bar{b}$ .

<sup>14</sup>L'énergie nominale est de 7 TeV par faisceau, mais elle ne sera que progressivement atteinte.

# Annexe A

## Optimisation du Niveau 3 DIJET - Signaux Squarks et Sbottoms

La collection complète des distributions correspondant à la conception du Niveau 3 de condition de déclenchement DIJET +  $\cancel{E}_T$  (et utilisant un terme de  $\cancel{E}_T$  au Niveau 3) est montrée dans cette annexe pour les signaux Sbottoms (figures A.1 à A.6) et Squarks (figures A.7 à A.12).

### A.1 Sbottoms

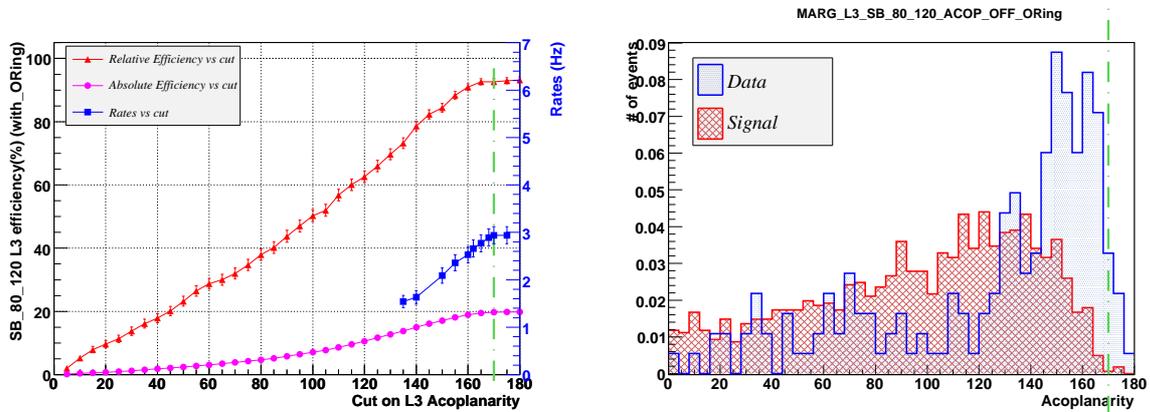


FIG. A.1 – SBOTTOMS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d'une coupure sur L3Acop après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3Acop (à gauche). Distributions marginales de L3Acop (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure actuelle.

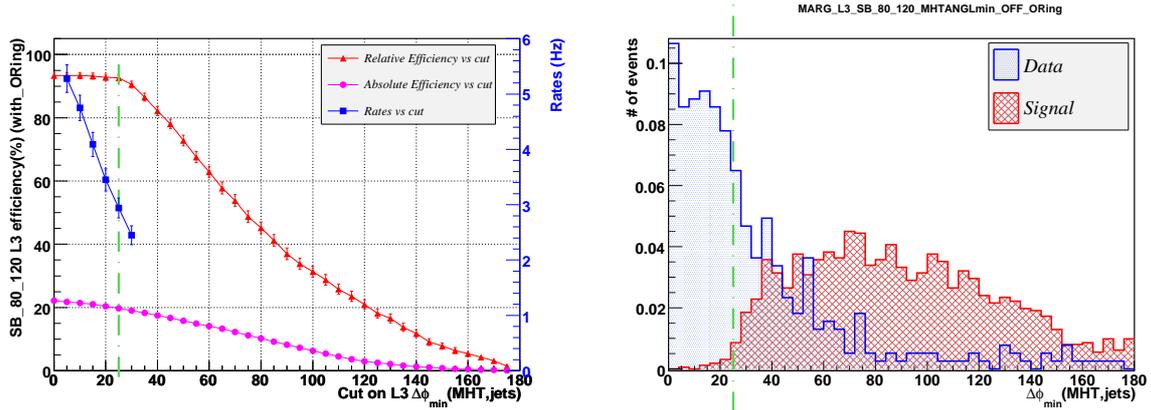


FIG. A.2 – SBOTTOMS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur  $L3FAngleMHTJet$  après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur  $L3FAngleMHTJet$  (à gauche). Distributions marginales de  $L3FAngleMHTJet$  (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure actuelle.

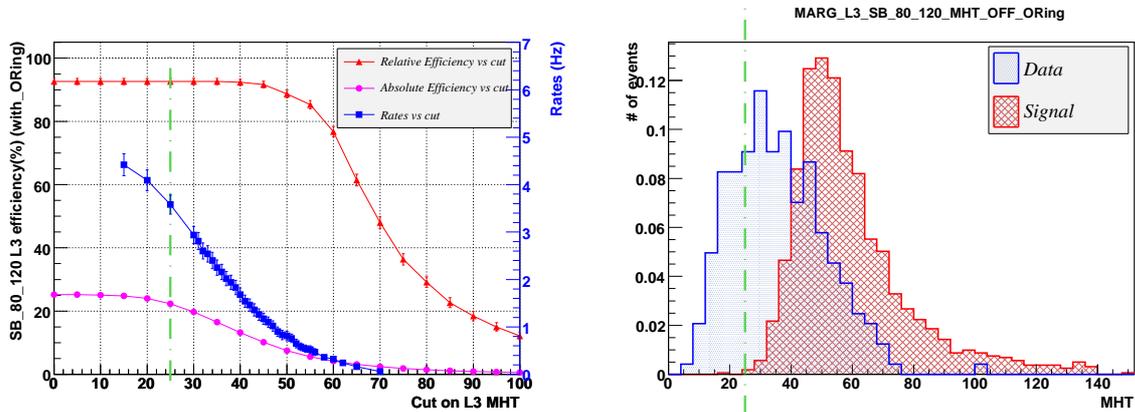


FIG. A.3 – SBOTTOMS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur  $L3MHT$  après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur  $L3MHT$  (à gauche). Distributions marginales de  $L3MHT$  (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure fixée.

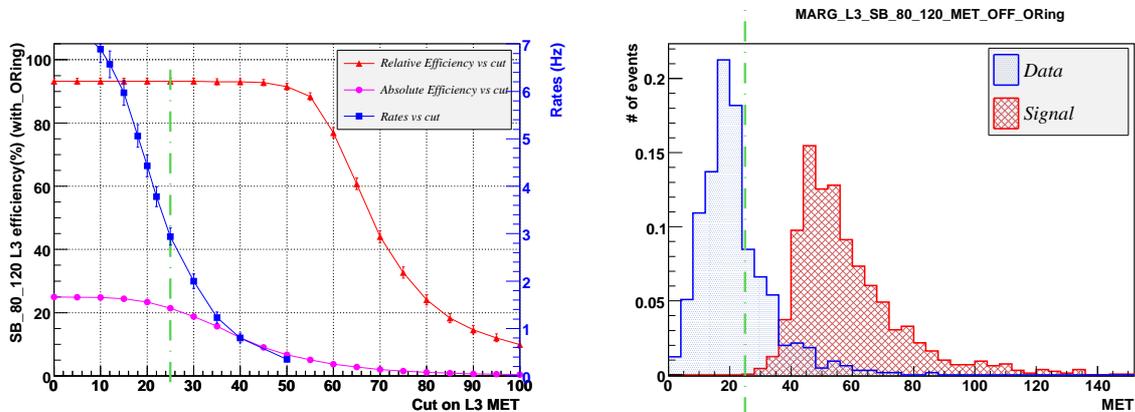


FIG. A.4 – SBOTTOMS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur  $L3MET$  après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 exceptée celle sur  $L3MET$  (à gauche). Distributions marginales de  $L3MET$  (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure fixée.

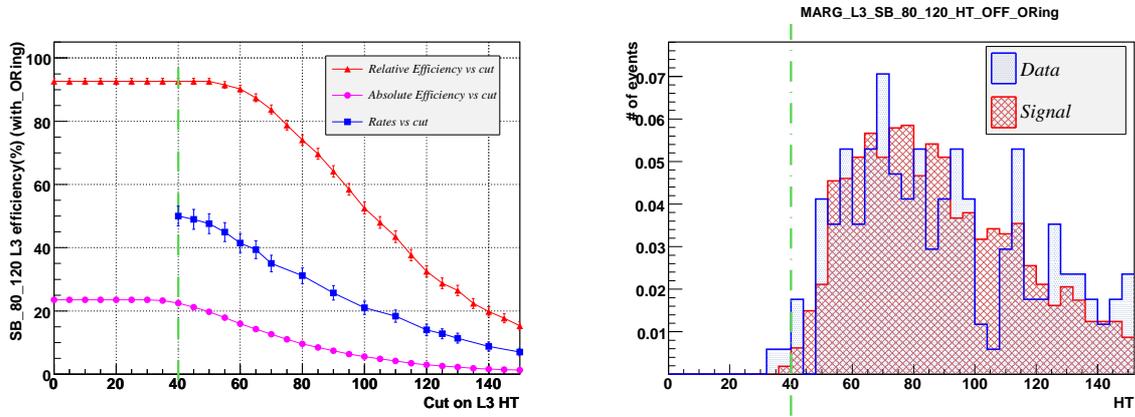


FIG. A.5 – SBOTTOMS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3Ht après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 (à gauche). Distributions marginales de L3Ht (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à une éventuelle coupure à 40 GeV.

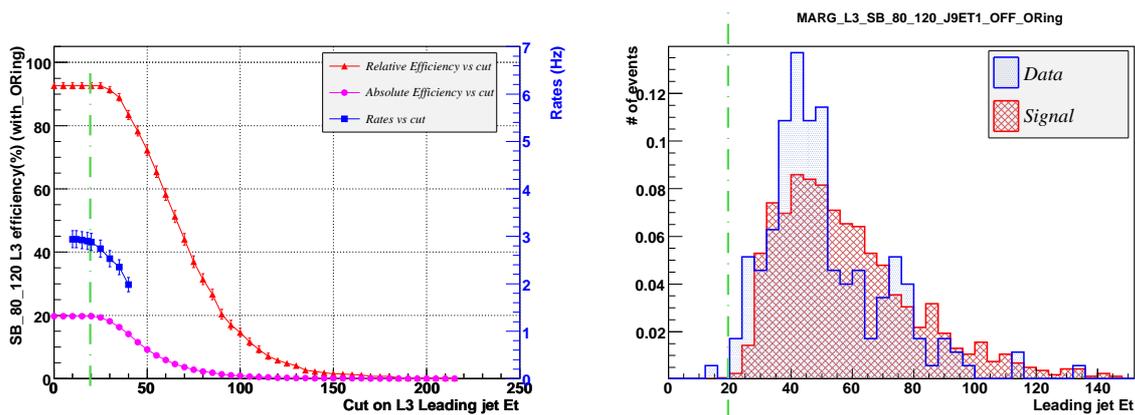


FIG. A.6 – SBOTTOMS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3FJet après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 (à gauche). Distributions marginales de L3FJet (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à une éventuelle coupure à 20 GeV.

## A.2 Squarks

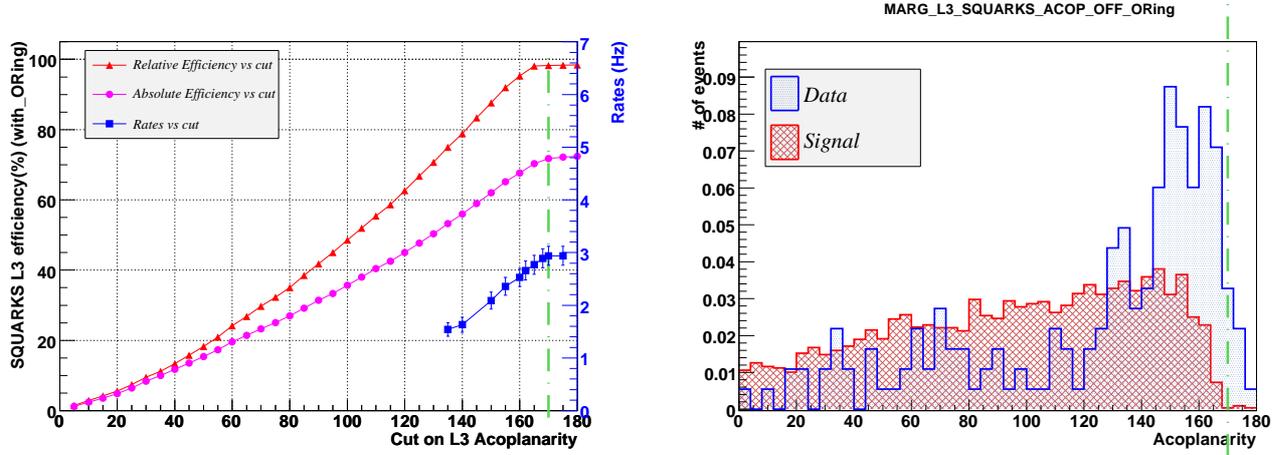


FIG. A.7 – SQUARKS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3Acop après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3Acop (à gauche). Distributions marginales de L3Acop (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure actuelle.

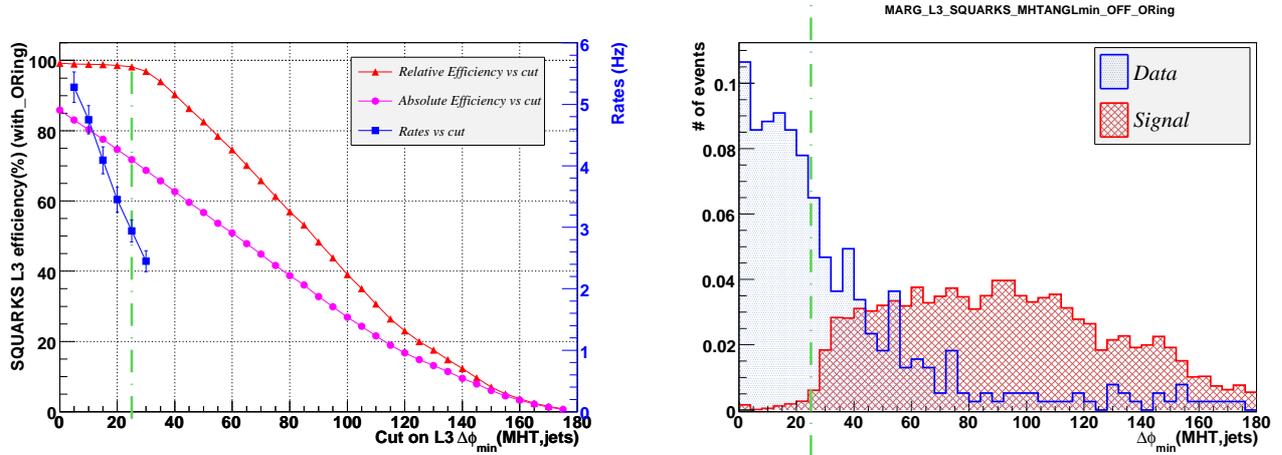


FIG. A.8 – SQUARKS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3FAngleMHTJet après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3FAngleMHTJet (à gauche). Distributions marginales de L3FAngleMHTJet (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure actuelle.

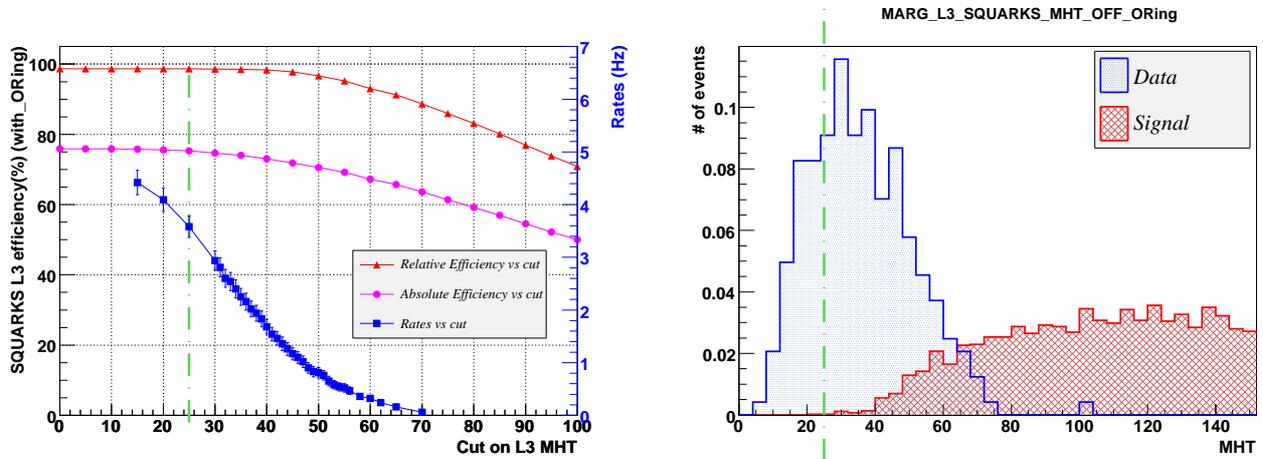


FIG. A.9 – SQUARKS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3MHT après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les conditions de Niveau 3 de la liste v14 exceptée celle sur L3MHT (à gauche). Distributions marginales de L3MHT (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure fixée.

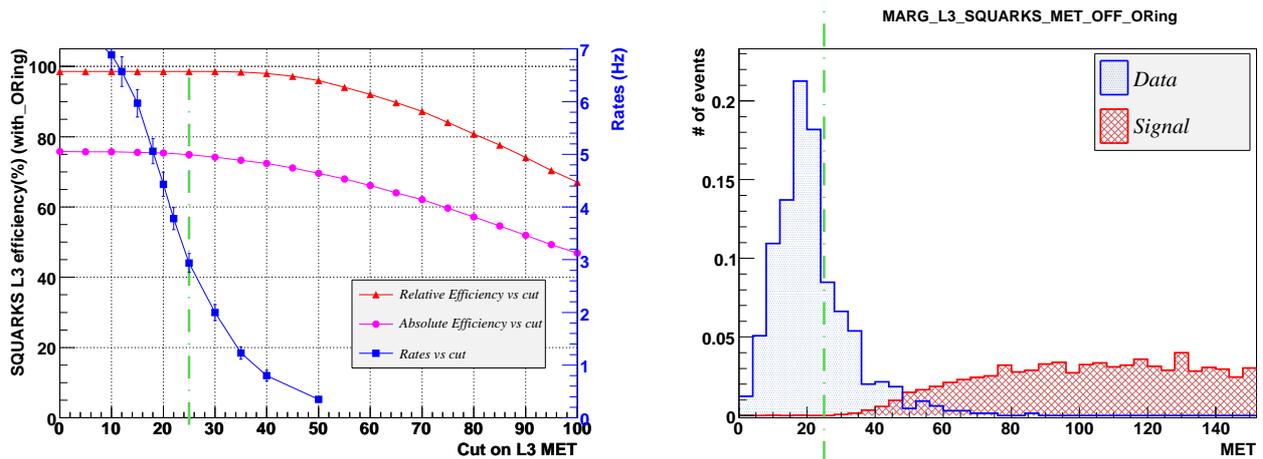


FIG. A.10 – SQUARKS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3MET après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 exceptée celle sur L3MET (à gauche). Distributions marginales de L3MET (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à la coupure fixée.

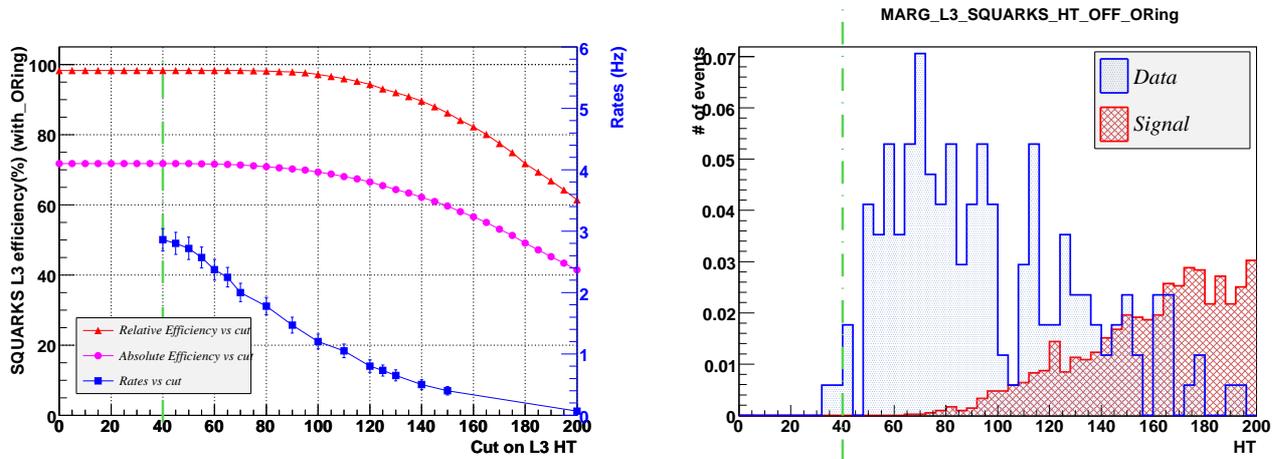


FIG. A.11 – SQUARKS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3HT après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 (à gauche). Distributions marginales de L3HT (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à une éventuelle coupure à 40 GeV.

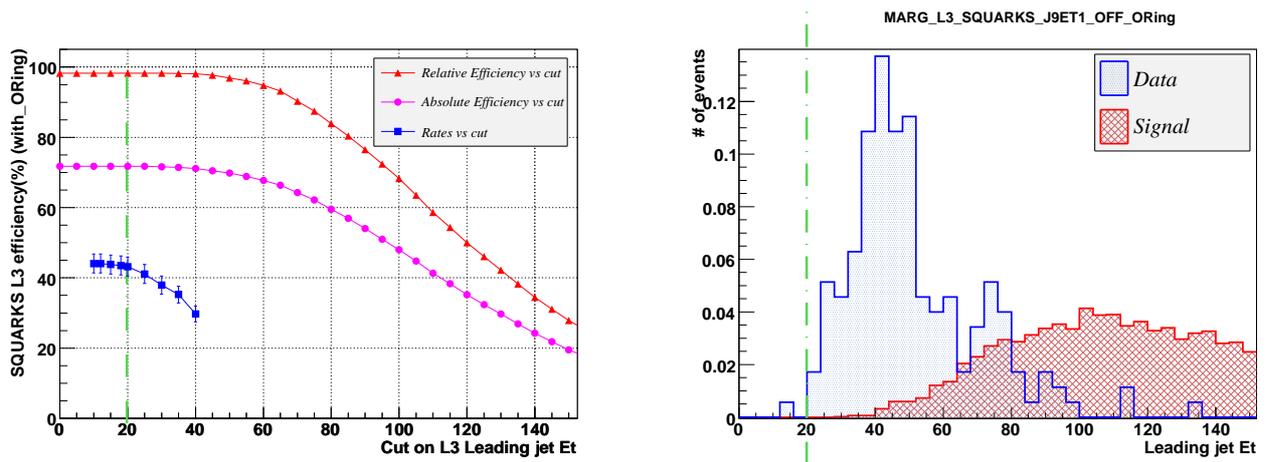


FIG. A.12 – SQUARKS : Efficacités (*absolues* : cercles roses, *relatives* : triangles rouges) et Taux (carrés bleus) en fonction d’une coupure sur L3FJet après avoir demandé que les événements aient passé les Niveaux 1, 2 et toutes les nouvelles conditions de Niveau 3 (à gauche). Distributions marginales de L3FJet (à droite) pour le signal (en rouge) et les données (en bleu). La ligne verte pointillée correspond à une éventuelle coupure à 20 GeV.

# Annexe B

## Niveau 1 du système de déclenchement - Calcul de probabilités

Les efficacités des termes de Niveau 1 ont été mesurées dans la section 5.3.3 c). Par souci de clarté, la combinaison de toutes ces mesures pour déterminer la probabilité totale qu'un événement passe les conditions de Niveau 1 a été passée sous silence. Cette annexe se propose de détailler ces calculs de probabilité.

### B.1 Exemple simple

Prenons le cas d'un terme de déclenchement donné noté L. La probabilité qu'un jet d'impulsion transverse  $p_T$  passe cette condition est notée  $\mathcal{P}_1(L, p_T)$ . La probabilité que ce même jet ne passe pas L est alors  $\mathcal{P}_0(L, p_T) = 1 - \mathcal{P}_1(L, p_T)$ .

Imaginons maintenant que deux jets soient présents dans l'événement, d'impulsions transverses respectives  $p_T^1$  et  $p_T^2$ . La probabilité qu'aucun de ces jets ne déclenche L est alors simplement le produit :  $\mathcal{P}(0 \text{ jet}) = \mathcal{P}_0(L, p_T^1) \times \mathcal{P}_0(L, p_T^2)$ .

Intéressons nous désormais à la probabilité  $\mathcal{P}(1 \text{ jet})$  qu'*exactement* un jet passe L. C'est la probabilité que le jet 1 passe mais pas le jet 2, ajoutée à la probabilité que le jet 2 passe mais pas le jet 1, donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(1 \text{ jet}) &= \mathcal{P}_1(L, p_T^1) \times \mathcal{P}_0(L, p_T^2) + \mathcal{P}_1(L, p_T^2) \times \mathcal{P}_0(L, p_T^1) \\ &= \mathcal{P}_1(L, p_T^1) \times [1 - \mathcal{P}_1(L, p_T^2)] + \mathcal{P}_1(L, p_T^2) \times [1 - \mathcal{P}_1(L, p_T^1)] \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Ces exemples simples sont facilement généralisables au cas où il y a un nombre N de jets dans l'événement et permettent de définir la probabilité qu'au moins 2 ou 3 jets passent une condition donnée.

### B.2 Généralisation et définitions

On note  $p_i$  la probabilité qu'un jet  $i$  (parmi N) passe la condition L.

A partir de ce que l'on a vu plus haut, on peut écrire la probabilité  $\mathcal{P}(0 \text{ jet})$  qu'aucun jet ne déclenche comme :

$$\mathcal{P}(0 \text{ jet}) = \prod_{i=1}^N (1 - p_i) \quad (\text{B.2})$$

De même, il est facile de généraliser l'équation B.1 au cas où il y a N jets dans l'événement :

$$\mathcal{P}(= 1 \text{ jet}) = \prod_{i=1}^N p_i \prod_{k=1, k \neq i}^N (1 - p_k) \quad (\text{B.3})$$

A partir de ces équations, nous pouvons alors définir la probabilité  $\mathcal{P}(≥2 \text{ jets})$  qu'au moins 2 jets déclenchent L :

$$\mathcal{P}(≥2 \text{ jets}) = 1 - \mathcal{P}(0 \text{ jet}) - \mathcal{P}(= 1 \text{ jet}) \quad (\text{B.4})$$

Nous aurons également besoin de la probabilité  $\mathcal{P}(≥1 \text{ jet})$  qu'au moins 1 jet déclenche L. Elle s'exprime comme le complément de la probabilité qu'aucun jet ne déclenche L et s'écrit donc :

$$\mathcal{P}(≥1 \text{ jet}) = 1 - \mathcal{P}(0 \text{ jet}) \quad (\text{B.5})$$

### B.3 Niveaux 1 DIJET et MONOJET

Nous avons décidé de dissocier d'une part les parties DIJET et MONOJET du Niveau 1 des conditions de déclenchement propres aux états finals jets +  $\#T$ , et la partie MULTIJET d'autre part. Les deux premières parties possèdent des termes de jets ainsi qu'un terme d'énergie transverse manquante. On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\text{MONOUDIJET}) &= \mathcal{P}(\text{ORing, jets}) \cap \mathcal{P}(\text{N1 MET}) \\ &= \mathcal{P}[(\text{N1 MET}) | (\text{ORing, jets})] \times \mathcal{P}(\text{ORing, jets}) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

où  $\mathcal{P}[(\text{N1 MET}) | (\text{ORing, jets})]$  est la probabilité conditionnelle de passer le terme de  $\#T$  au Niveau 1, sachant que les termes de jets ont été déclenchés.

et :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\text{ORing, jets}) &= \mathcal{P}_{jets}(\text{Mono}) \cup \mathcal{P}_{jets}(\text{Dijet}) \\ &= \mathcal{P}_{jets}(\text{Mono}) + \mathcal{P}_{jets}(\text{Dijet}) - \mathcal{P}_{jets}(\text{Mono} \cap \text{Dijet}) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

avec :

- $\mathcal{P}_{jets}(\text{Mono})$  la probabilité qu'au moins 1 jet déclenche le terme CSWJT(1,30,3.2).
- $\mathcal{P}_{jets}(\text{Dijet})$  la probabilité qu'au moins 1 jet déclenche le terme CSWJT(1,20,2.4) et qu'au moins 2 jets déclenchent le terme CSWJT(1,8,2.4).
- $\mathcal{P}_{jets}(\text{Mono} \cap \text{Dijet})$  est la probabilité de recouvrement entre les conditions (Mono, jets) et (Dijet, jets).

Ce recouvrement peut s'écrire comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{jets}(\text{Mono} \cap \text{Dijet}) &= \mathcal{P}_{jets}(\text{Mono}) \cap [\mathcal{P}(1 \text{ jet } 20) \cap \mathcal{P}(2 \text{ jets } 8)] \\ \text{avec } \mathcal{P}_{jets}(\text{Mono}) \cap \mathcal{P}(1 \text{ jet } 20) &= \mathcal{P}(1 \text{ jet } 30) \cap \mathcal{P}(1 \text{ jet } 20) \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Ce qui peut s'écrire simplement, en négligeant les effets d'acceptance en  $\eta$  :  $\mathcal{P}(1 \text{ jet } 30)$

Et donc :  $\mathcal{P}_{jets}(\text{Mono} \cap \text{Dijet}) = \mathcal{P}_{jets}(\text{Mono}) \cap \mathcal{P}(2 \text{ jets } 8)$ , qui est la probabilité qu'au moins 1 jet déclenche le terme CSWJT(1,30,3.2) et qu'au moins 2 jets déclenchent le terme CSWJT(1,8,3.2).

Finalement, on peut écrire  $\mathcal{P}(\text{ORing, jets})$  comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\text{ORing, jets}) &= \mathcal{P}(≥1 \text{ jet})(\text{CSWJT}(1, 30, 3.2)) \\ &+ \mathcal{P}(≥1 \text{ jet})(\text{CSWJT}(1, 20, 2.4)) \times \mathcal{P}(≥2 \text{ jets})(\text{CSWJT}(1, 8, 3.2)) \\ &- \mathcal{P}(≥1 \text{ jet})(\text{CSWJT}(1, 30, 3.2)) \times \mathcal{P}(≥2 \text{ jets})(\text{CSWJT}(1, 8, 3.2)) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Les probabilités individuelles des termes du type CSWJT(N, X, Y) ont été mesurées dans la section 5.3.3 c), de même que celle de la probabilité conditionnelle  $\mathcal{P}[(\text{N1 MET}) | (\text{ORing, jets})]$ . Nous sommes donc désormais en mesure de calculer la probabilité totale qu'un événement donné de la simulation passe les conditions DIJET ou MONOJET du Niveau 1. Il ne reste plus qu'à rajouter la condition MULTIJET.

## B.4 Niveau 1 MULTIJET

Rappelons ici les conditions de déclenchement utilisées au Niveau MULTIJET :

$$\text{CSWJT}(1,30,2.4) \times \text{CSWJT}(2,15,2.4) \times \text{CSWJT}(3,8,3.2)$$

Elles peuvent s'exprimer comme la probabilité qu'au moins 1 jet déclenche le terme  $\text{CSWJT}(1,30,2.4)$  et qu'au moins 2 jets déclenchent le terme  $\text{CSWJT}(1,15,2.4)$  et qu'au moins 3 jets déclenchent le terme  $\text{CSWJT}(1,8,3.2)$ . Calculer la probabilité totale du N1 MULTIJET de cette façon pourrait s'avérer complexe et nous avons donc décidé de procéder autrement. Cette probabilité peut en effet se voir comme le complément de la probabilité :

- (1) qu'aucun jet avec  $E_T > 30$  GeV ne soit présent,
- (2) ajoutée à celle d'avoir un jet avec  $E_T > 30$  GeV mais pas de deuxième jet avec  $E_T > 15$  GeV ,
- (3) ajoutée à celle d'avoir un jet avec  $E_T > 30$  GeV, un deuxième avec  $E_T > 15$  GeV mais pas de troisième avec  $E_T > 8$  GeV.

Ceci peut se réécrire selon la formule suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\text{MULTIJET}) &= 1 \\ &- \prod_{j=1}^N (1 - p_j^{30}) \quad (1) \\ &- \prod_{j=1}^N p_j^{30} \prod_{i=1, i \neq j}^N (1 - p_i^{15}) \quad (2) \\ &- \prod_{j=1}^N p_j^{30} \left[ \prod_{i=1, i \neq j}^N p_i^{15} \prod_{k=1, k \neq i, k \neq j}^N (1 - p_k^8) - \frac{1}{2} \prod_{i=1, i \neq j}^N p_i^{30} \prod_{k=1, k \neq i, k \neq j}^N (1 - p_k^8) \right] \quad (3) \end{aligned}$$

avec :

- $p_i^{30}, p_i^{15}, p_i^8$ , les probabilités que le jet  $i$  déclenche les termes  $\text{CSWJT}(1,30,2.4)$ ,  $\text{CSWJT}(1,15,2.4)$  et  $\text{CSWJT}(1,8,3.2)$  respectivement.
- la deuxième partie de l'équation (3) a été introduite afin d'éviter les doubles comptages.

Comme nous l'avons dit dans la section 5.3.3 b),  $\mathcal{P}(\text{MULTIJET})$  ne sera calculée que pour les événements ne passant pas la condition  $\text{CSWJET}(24)$ , ce qui clôt le calcul de la probabilité totale qu'un événement passe les conditions de Niveau 1 spécifiques aux états finals dijet+ $\cancel{E}_T$ .



# Bibliographie

- [1] P. Curie, *Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique*, Journal de Physique Théorique et Appliquée, Vol. 3 No. 1 (1894)
- [2] L. Landau et E. Lifchitz, *Physique Théorique, vol.1 Mécanique*, 1982
- [3] B. Delamotte, *Un soupçon de théories des groupes*, Cours du D.E.A "Champs, Particules, Matière", 1997.
- [4] Noether E., *Invariante Variationsprobleme*, Kgl. Ges. Wiss. Nachr. Math.-phys., **2**, 235 (1918)
- [5] Weyl H., *Electron and gravitation*, Z. Phys., **56** 330-352 (1929)
- [6] Yang, Chen-Ning et Mills, Robert L., *Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance*, Phys. Rev., **96**, 191-195, 1954.
- [7] Feynman, R. P., *Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction*, Phys. Rev., **80**, 440-457 (1950)  
Schwinger, Julian S., *Quantum electrodynamics. III : The electromagnetic properties of the electron : Radiative corrections to scattering*, Phys. Rev., **76**, 790-817 (1949)  
Dyson, F. J., *The Radiation theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman*, Phys. Rev., **75**, 486-502 (1949)
- [8] J. J. Aubert *et al.* [E598 Collaboration], *Experimental Observation Of A Heavy Particle J*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404.
- [9] J. E. Augustin *et al.* [SLAC-SP-017 Collaboration], *Discovery Of A Narrow Resonance In  $E^+ E^-$  Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406.
- [10] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D **2** (1970) 1285.
- [11] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).
- [12] S. Abachi *et al* [DØ Collaboration], *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995);
- [13] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], *Observation of the Top Quark Production in  $p - \bar{p}$  Collisions with Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995);
- [14] S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson, Phys. Rev. **51** (1937) 884.
- [15] M. L. Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489 (1975).
- [16] C. Amsler *et al.*, *The review of Particle Physics*, Physics Letters **B667**, 1 (2008).
- [17] S. L. Glashow, *Partial Symmetries Of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** 579 (1961).  
S. Weinberg; *A Model Of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** 1264 (1967).  
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockholm 1968, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968), p. 327;
- [18] D.J Gross *et F.* Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** 1343 (1973);  
H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** 1346 (1973);

- [19] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking*, hep-ph/0503172
- [20] G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV*, Phys. Lett. 122B p.103 (1983);
- [21] G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], *Experimental observation of leptons pairs of invariant mass around 95 GeV/c<sup>2</sup> at the CERN SPS collider*, Physics Letters 126B p.398 (1983);
- [22] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** 132 (1964);  
P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** 508 (1964);  
P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** 1156 (1965);
- [23] F. Englert et R. Brout, Phys. Rev. Lett **13** 321 (1964);
- [24] G.S. Guralnik, C.R. Hagen et T. Kibble, Phys. Rev. Lett **13** 585 (1965)
- [25] J. Goldstone, A. Salam et S. Weinberg, *Broken Symmetries*, Phys. Rev., **127**, 965-970 (1962)
- [26] N. Cabibbo, *Unitarity Symmetry and Leptonic Decays* Phys. Rev. **10** 531 (1964)  
M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** 652 (1973);
- [27] G. 't Hooft *Renormalization of massless Yang-Mills fields* Nucl. Phys. B33 (1971) 173-199;  
G. 't Hooft *Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields* Nucl. Phys. B35 (1971) 167-188;  
G. 't Hooft and M. Veltman *Regularization and renormalization of gauge fields* Nucl. Phys. B44 (1972) 189-213;  
G. 't Hooft and M. Veltman *Example of a gauge field theory*. Proceedings of the Colloquium on Renormalization of Yang-Mills Fields, Marseille, June 19-23, 1972
- [28] F. J. Hasert *et al.* [Gargamelle Neutrino Collaboration], *Observation Of Neutrino-Like Interactions Without Muon Or Electron In The Gargamelle Neutrino Experiment*, Phys. Lett. B **46** (1973) 138;
- [29] P. Renton, *Global Electroweak fits and the Higgs Boson Mass*, Présentation à ICHEP 2008.
- [30] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration] *Evidence for an oscillatory signature of atmospheric neutrino oscillation*, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 101801, hep-ph/0404034;
- [31] B. Pothéault, *Première mesure des sections efficaces de courant chargé et neutre avec le faisceau de positrons polarisé à HERA II et analyses QCD-électrofaibles* Thèse de Doctorat de l'université Paris XI, (2005);
- [32] Welzel, Julien and Gherson, David and Ellis, John R., *New particle physics. (In French)*, 2005, hep-ph/0506163.
- [33] Michael E. Peskin, Dan V. Schroeder, *An Introduction To Quantum Field Theory (Frontiers in Physics)*, (Hardcover).
- [34] J. Pumplin *et al.*, JHEP 0207, 012 (2002), hep-ph/0201195; J. Stump *et al.*, JHEP 0310, 046 (2003);
- [35] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling et R.S. Thorne, *Physical Gluons and High E<sub>T</sub> Jets* Phys. Lett. B 604 (2004) 61, hep-ph/0410230;
- [36] Vanina Ruhlmann-Kleider, Cours du D.E.A "Champs, Particules, Matière", 2005.
- [37] A.D. Linde, *Vacuum instability, cosmology and constraints on particle mass in the Weinberg-Salam Model*, Phys. Rev. Lett. 92B (1980) 1,2.
- [38] T. Hambye et K. Riessmann, Phys. Rev. D55 (1997) 7255.
- [39] C.F. Kolda et H. Murayama, JHEP 0007 (2000) 035.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [40] ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL collaboration, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, CERN-EP-2003-011 ;
- 
- [41] Page web de l'expérience MINOS : <http://www-numi.fnal.gov/>
- [42] Page web de l'expérience MiniBoone : <http://www-boone.fnal.gov/>
- [43] L. Serin, Cours de l'école *De la physique au détecteur*, 2004.
- [44] S. Laplace, G. Unal, J.B. de Vivie, *La physique au LHC*, Proceedings de l'école de GIF 2004, Juillet 2006.
- [45] S.D. Holmes *et al.*, *132 nsec Bunch Spacing in the TeVatron Proton-Antiproton Collider*, FERMILAB-TM-1920, Décembre 1994.
- [46] TeVatron RunII Handbook :  
[http://www-bd.fnal.gov/lug/runII\\_handbook/RunII\\_index.html](http://www-bd.fnal.gov/lug/runII_handbook/RunII_index.html)
- [47] Operations Rookie Books :  
[http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie\\_books/rbooks.html](http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html)
- [48] John.D Cockroft and Earnest T.S. Walton, Proc. Roy. Soc. (London), A129, 477 (1930) et Earnest T.S. Walton, *The Artificial Production of Fast Particles*, Nobel Lectures, Physics 1942-1962, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, (1964) ;
- [49] S. van der Meer, *Stochastic Cooling and the Accumulation of Antiprotons*, Nobel Lectures, Physics 1981-1990, Editor-in-Charge Tore Frängsmyr, Editor Gösta Ekspång, World Scientific Publishing Co., Singapore, 1993 ;
- [50] G.I. Budker, *The 1966 Proc. Int. Symp. Electron and Positron Storage Rings*, Saclay, Atomnaya Energiya 22 : 346.
- [51] The DØ Collaboration, *The upgraded DØ Detector*, soumis à Nucl. Instr. and Methods ;
- [52] T. Millet, *Recherche de gluinos dans la topologie à jets de quark b et énergie transverse manquante avec le détecteur DØ au TeVatron* Thèse de doctorat, Mai 2007.
- [53] A. Zabi, *Recherche de Leptoquarks dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur DØ au Tevatron*, Thèse de Doctorat de l'université Paris VI ;
- [54] DØ Silicon Tracker Technical Design Report,  
[http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/tdr\\_final.ps](http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/tdr_final.ps)
- [55] Dzero Layer 0 silicon group, *Dzero Layer 0 Conceptual Design Report*, DØ note **4415** ;
- [56] D. Adams *et al.* , *The D0 Upgrade : Central Fiber Tracker, Technical Design Report*, DØ note **4164** ;
- [57] I. Wingerter-Seez, *La calorimétrie*, Cours de l'école IN2P3 : "Du détecteur à la mesure", Juin 2007.
- [58] R. Madaras, *DØ EC-EM Technical Parameters*, DØ note **757** ;  
P. Grannis, *Specifications for the DØ detector*, DØ note **560** ;
- [59] M. Demarteau, *Sampling Fractions of CCEM Modules*, DØ note **912** ;
- [60] F. Beaudette, *Identification d'électrons et application à la mesure de la section efficace du quark top avec le détecteur D0 au TeVatron*, Thèse de Doctorat de l'université Paris XI, (2002) ;
- [61] L. Sawyer *et al.* , *Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for D0 Run 2*, DØ Note **2686** ;
- [62] M. Ridet, *Reconstruction du flux d'énergie et recherche de squarks et gluinos dans l'expérience D0*, Thèse de Doctorat de l'université Paris XI, (2002) ;

- [63] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], *Beam tests of the D0 uranium liquid argon end calorimeters*, Nucl. Instrum. Meth. A **324** (1993) 53
- [64] J. Zhu, *Determination of Electron Energy Scale and Energy Resolution using P14 zee data*, DØ Note 4323.
- [65] W.M. Abazov *et al.*, *The muon system of the Run II DØ detector*, Fermilab-PUB-05-034-E, à paraître dans Nucl. Instr. and Methods;
- [66] T. Diehl *et al.*, *Technical design of the central muon system*, DØ note **3365**;
- [67] T. Diehl *et al.*, *Technical design for the forward muon tracking detector based on Mini-Drift Chamber*, DØ note **3366**;
- [68] T. Diehl *et al.*, *Technical design for the DØ forward trigger scintillator counters* DØ note **3237**;
- [69] J. Barreto, *The DØ Forward Proton Detector (FPD) Status*, DØ note **4285**.
- [70] Page web du projet SAM GRID, <http://projects.fnal.gov/samgrid/>
- [71] S. Catani *Aspects Of QCD, From The Tevatron To The LHC*, hep-ph/0005233;
- [72] *Technical Design Report*,  
<http://www.pa.msu.edu/hep/d0/l1/framework/index.html>TDR\_June98;
- [73] Page web du L1CAL,  
<http://www.nevis.columbia.edu/~evans/l1cal/>
- [74] D. Edmunds, S. Gross, P. Laurens, J. Linnemann et R. Moore, *Technical Design Report for the Level 2 Global Processor*, DØ note **3402**;
- [75] R. Angstadt *et al.*, *The DZERO Level 3 Data Acquisition System*", Transactions on Nuclear Science, Vol 51, No.3, 2004 (**454**);
- [76] M. Abolins *et al.*, *The run IIB trigger upgrade for the D0 experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 340.
- [77] The ATLAS collaboration, *ATLAS Trigger Performance Status Report*, CERN/LHCC 98-15 (Août 1998)
- [78] S. Lammers, G. Pawloski, *Simulation of RunIIB L1 Cal Trigger and EM Algorithm Optimization* DØNote 4663 (2004)
- [79] T. Sjöstrand, *Monte Carlo Generators*, hep-ph/0611247
- [80] T. Sjostrand, L. Lonnbladn, S. Mrenna et P. Skands, *PYTHIA 6.3 : Physics and manual*, hep-ph/0308153, 2003.
- [81] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, *Parton Fragmentation And String Dynamics* Phys. Rept. **97** (1983) 31.
- [82] Page web du générateur COMPHEP,  
<http://www.ifh.de/~pukhov/comphep.html>
- [83] M.L. Mangano M.L. *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP, hep-ph/0206293, 2003.
- [84] S. Mrenna and P. Richardson, JHEP **0405** (2004) 040 [arXiv :hep-ph/0312274].
- [85] S. Hoche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lonnblad, M. Mangano, A. Schaliche and S. Schumann, arXiv :hep-ph/0602031.
- [86] M.L. Mangano, *ALPGEN, overview*, Présentation en Réunion Higgs, 15 Novembre 2007.
- [87] M. Begel, L. Christofek, E. Shabalina, *Determination of Weighting Factors for ALPGEN Monte Carlo Signal and Background Samples*, DØ Note 5016, 2006.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [88] D. Gillberg, *Heavy Flavour Removal and Determination of Weighting Factors for ALPGEN W+jet Monte Carlo*, DØ Note 5129, 2006.
- 
- [89] R. Brun *et al.*, Simulation program for particle physics experiments, GEANT : user guide and reference manual, CERN DD 78-2 (1978)  
<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/> ;
- [90] Page web du simulateur DØSIM :  
<http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0sim.html>
- [91] A. Khanov *et al.*, *HTF : histogramming method for finding tracks. The algorithm description*, DØ Note 3778, 2000.
- [92] G. Borrisov, *AA Technical Details*, Présentations aux rencontres *All DØ Meeting*, 28 février 2003.
- [93] R.E Kalman, *J.Bas Eng.* **82D**, 35 (1960) ; R.E Kalman et R.S. Bucy, *J.Bas, Eng.* **83D**, 95 (1961) ;
- [94] H. Greenlee, *The DØ Kalman Trak Fit*, DØ Note 4303 ;
- [95] Hesketh G. *et al.*, *Central Track Extrapolation Through the DØ Detector*, DØ Note 4079, 2002 ;
- [96] A. Schwartzman et C. Tully, *Primary Vertex Reconstruction by Means of Adaptive Vertex Fitting*, DØ note 4819, Septembre 2005.
- [97] A. Garcia-Bellido *et al.*, *Primary Vertex Certification in p14*, DØ note 4320, Janvier 2004.
- [98] A. Schwartzman *et al.*, *Probabilistic Primary Vertex Selection*, DØ Note 4042, 2002.
- [99] M. Arthaud *et al.*, *Muon Momentum Oversmearing for p17 Data* DØ Note 5444, 2007.
- [100] M. Arthaud *et al.*, *Muon Momentum Oversmearing for p20 Data* DØ Note 5449, 2007.
- [101] G. Bernardi *et al.*, *NADA : A New Event by Event Hot Cell Killer* DØ Note 3687, 1999.
- [102] U. Bassler et G. Bernardi, *Towards a Coherent Treatment of Calorimetric Energies : Missing Transverse Energy, Jets, EM Objects and the T42 Algorithm*, DØ Note 4124, 2002.
- [103] G. Bernardi *et al.*, *Improvements from the T42 Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction* DØ Note 4335, 2004.
- [104] F. Beaudette et J.-F. Grivaz, *The Road Method (an algorithm for the identification of electrons in jets)*, DØ Note 3976 ;
- [105] S. Crepe-Renaudin *Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II*, DØ Note 4023 ;
- [106] S. Kermiche, A. Mendès, M.-C. Cousinou et A. Cothenet, *Energy Scale studies and calibration of the D0 electromagnetic calorimeter using Z0 and J/Psi -> e+e- Run II events*, DØ Note 4945 ;
- [107] P. Gris, *Electron Smearing Studies with RunIIa Data*, DØ Note 5400, 2007.
- [108] O. Atramentov *et al.*, *Photon Identification in P17 Data*, DØ Note 4976, 2005.
- [109] E. Busato et B. Andrieu, *Jet Algorithms in D0 RunII Software : Description and User's Guide*, DØ Note 4457, 2004.
- [110] A. Harel, *Jet ID Optimization*, DØ Note 4919, 2005.
- [111] B. Andrieu *et al.*, *Measuring Reconstruction\*Jet-ID efficiencies using the tag and probe method in p17*, DØ Note 5250.
- [112] L. Sawyer et A.-L. Stone, *Missing ET Reconstruction : Variable and Methods*, DØ Note 3957. et  
S. Trincaz-Duvoid et P. Verdier, *Missing ET Reconstruction in p17*, DØ Note 4474.

- 
- [113] S. Calvet, P. Verdier et E. Kajfasz, *Towards MissingET Certification and Unclustered Energy Studies*, DØ Note 4927
- [114] Y. Peters *et al.* *Optimization of the Secondary Vertex Tagger in p17* DØ Note 5265, 2006.
- [115] D. Brown, M. Frank, *Tagging b hadrons using track impact parameters*, ALEPH 92-135, PHYSIC 92-124 (1992)
- [116] Bloch D. *et al.* *Update of the JLIP b-tagger Performance in p14/pass2 with Jes 5.3* DØ Note 4824, 2005.
- [117] H. Yoo et R. Partridge, *A Soft Muon Tagger with Neural Network on p17 Data* DØ Note 5557, 2007.
- [118] T. Scanlon, *A Neural Network b-tagging Tool*, DØ Note 4889, 2005.
- [119] M. Anastasoie *et al.*, *Performance of the NN b-tagging Tool on p17 Data*, DØ Note 5213, 2007.
- [120] I. Maria Anghel *et al.*, *Studies of Taggability versus number of Primary Vertices for p17 data* DØ Note 5240, 2006.
- [121] A.F. Barfuss, *Compte-rendu des Journées Jeunes Chercheurs à La Rochelle*, 2006.
- [122] A.F. Barfuss, *Noise Studies*, Présentation en réunion *Calorimeter Operation*, 23 février 2005.
- 

- [123] Le groupe *Jet Energy Scale*, *Jet Energy Scale Determination at DØ Run II (final p17 version)* DØ Note 5382, Septembre 2007.
- [124] J. Pumplin *et al.*, *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, JHEP 0207, 012 (2002) [arXiv :hep-ph/0201195].
- [125] J.Stark *EM CAL eta-intercalibration*, Présentation en réunion *Calorimeter Algorithm (CALG0)*.
- [126] N. Makovec et J.-F. Grivaz, *The Relative Data-Monte Carlo Jet Energy Scale*, DØ Note 4807, Juin 2005.
- [127] N. Makovec et J.-F. Grivaz, *Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets*, DØ Note 4914, Novembre 2005.
- [128] N. Makovec, *Recherche de nouvelle physique dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur DØ au TeVatron*, Thèse de doctorat, Mai 2006.
- [129] C. Ochando et J.-F. Grivaz, *Attempts to understand the photon/Z differences*, Présentation en réunion JES, 25 Janvier 2007.
- [130] D. Chapin *et al.*, *Measurement of  $Z \rightarrow e^+e^-$  and  $W \rightarrow e^\pm\nu$  production cross sections using one tight central electron*, DØ Note 4897, Août 2005.
- 

- [131] A. Zabi, L. Dufлот, J.-F. Grivaz, P. Verdier and A. Duperrin, *A trigger for Jets and Missing  $E_T$* , DØNote 4315 (2004)
- [132] T. Millet, A. Duperrin, P. Verdier, S. Muanza, *Jets and  $\cancel{E}_T$  triggers for the New Phenomena group in the V14 and v15 triggers lists*, DØ Note 5120, May 2006
- [133] A. Duperrin, E. Kajfasz, S. Calvet *Search for Pair Production of Scalar Bottom Quarks with the DØ Detector in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV*, DØ Note 5074, March 2006
- [134] L. Dufлот, J.F. Grivaz, P. Verdier, *Search for Squarks and Gluinos in the Jets+ $\cancel{E}_T$  Topology with the DØ detector*, DØ Note 4737, Février 2005
- [135] 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\\_draftv](http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/note_jes/jes_v7.1/jes_note_v7.1_draftv)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [136] Page web du simulateur du système de déclenchement de DØ, `d0trigsim`, <http://www-d0.fnal.gov/computing/d0trigsim.html>
- [137] 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*, DØ-Note 5198 (2006)
- [138] S. Calvet, *Recherche du partenaire supersymétrique du quark bottom au sein de l'expérience DØ auprès du TeVatron - Etude sur l'énergie transverse manquante*, Thèse de doctorat, Septembre 2007.
- [139] C. Belanger-Champagne, C. Potter, B. Vachon, *Certification of Level 3 Jets for RunIIb*, DØ Note5130, May 2006
- [140] C. Potter, B. Vachon, *The Rejection of Spurious Low ET Level 3 Jets Found in RunIIa*, DØNote 5092 (2006)
- [141] 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*, DØNote 4640 (2004)
- [142] C. Ochando and F. Lacroix, Présentation en réunion Trigger Board, 5 Septembre 2006.
- [143] P. Mal, Présentation en réunion commune Higgs/Nouvelle Physique Multijet, 12 Octobre 2006.
- [144] C. Ochando and F. Lacroix, Présentation en réunion Trigger Board, 9 Octobre 2006.
- [145] M. Escalier, A. Duperrin, *Calibration of the L1Cal trigsim MC*, présentation en réunion Trigger Studies Group, juillet 2008.
- [146] A. Hass, *DØ Level 1 and Level 2 calorimeter Trigger Performance in Multi-jets events*, DØNote 4073 (2003)
- [147] M. Michaut, *Recherche de bosons de Higgs supersymétriques au TeVatron dans l'expérience DØ*, Thèse de doctorat, 2006
- [148] A. Zabi, L. Dufлот, J.-F. Grivaz and P. Verdier, *Search for Scalar Leptoquarks in the Acoplanar Jet Topology*, DØNote 4580, 2004.
- [149] L. Dufлот, J.-F. Grivaz, P. Verdier and A. Zabi, *Search for large extra spatial dimensions in Jets + Missing E<sub>T</sub> topologies*, DØNote 4380, 2004.
- [150] C. Ochando et J-F. Grivaz, Présentation en réunion commune Higgs/Nouvelle Physique Multijet, 10 Mai 2007.
- [151] C. Ochando et J-F. Grivaz, Présentation au Workshop Higgs (données p17-20), 14 juin 2007.
- 
- [152] M. Carena *et al.*, "Report of the Tevatron Higgs Working Group", arXiv :hep-ph/0010338 ; CDF and DØ Collaborations, "Results of the Tevatron Higgs Sensitivity Study", FERMILAB-PUB-03/320-E.
- [153] V. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), *A search for the standard model Higgs boson in the missing energy and acoplanar b-jet topology at sqrt(s) = 1.96 TeV*, Soumis à Phys. Rev. Lett., arXiv :0808.1266 [hep-ex].
- [154] V. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 161803 (2006).
- [155] R. Barate *et al.* [LEP Working Group for Higgs boson searches], Phys. Lett. B **565**, 61 (2003).
- [156] The LEP Collaborations : ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, the LEP Electroweak Working Group, "Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model," CERN-PH-EP/2007-039, arXiv :0712.0929v2.

- [157] S. Calvet, A. Duperrin, J.-F. Grivaz, E. Kajfasz *Reweighting of Alpgen's  $Z^0$  transverse momentum in multijets topologies with 1 fb<sup>-1</sup> of RunIIa data*, DØ Note 5367, Août 2007. et C. Ochando, S. Calvet et J.-F. Grivaz, Présentation au Workshop V+jets, 20 mai 2008.
- [158] The DØ Collaboration, "Search for  $ZH \rightarrow \ell^+\ell^-b\bar{b}$  in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1960$  GeV", DØ Note 5482-CONF.
- [159] J.M. Campbell and R.K. Ellis, Phys. Rev. D **60**, 113006 (1999).
- [160] M. Cacciari *et al.*, JHEP **404**, 068 (2004); N. Kidonakis and R. Vogt, Phys. Rev. D **68**, 114014 (2003); N. Kidonakis, Phys. Rev. D **74**, 114012 (2006).
- [161] S. Catani *et al.*, JHEP **0307**, 028 (2003).
- [162] P. Verdier, L. Dufлот, J.F. Grivaz, *Search for Squarks and Gluinos in the Jets + Missing  $E_T$  Topology with the DØ Detector*, DØ Note 5267 (2006).
- [163] M. Tomoto, *MC study of  $te ZH \rightarrow nunu b\bar{b}$  channel*, DØ Note 4071 (2002).
- [164] L. Breiman *et al.*, "Classification and Regression Trees," Wadsworth (1984).
- [165] V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration], "Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of  $|V(tb)|$ ," Phys. Rev. Lett. **98**, 181802 (2007) [arXiv :hep-ex/0612052].
- [166] V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration], "Evidence for production of single top quarks at DØ." Phys. Rev. D **78** (2008) 012005 [arXiv :0803.0739 [hep-ex]].
- [167] [http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/public/fall06/singletop/DT\\_public\\_webpage/DecisionTrees.html#dt](http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/public/fall06/singletop/DT_public_webpage/DecisionTrees.html#dt)
- [168] Y. Coadou [CDF and DØ Collaborations], "Uses of multivariate analysis methods," PoS **TOP2006**, 016 (2006).
- [169] Y. Freund and R.E. Schapire, "Experiments with a New Boosting Algorithm," in Machine Learning : Proceedings of the Thirteenth International Conference, pp. 148-156 (1996).
- [170] E. Varnes, *Status/plans for ZB overlay*, Présentation en réunion jointe Conveners de Physique/Algoritmes, 21 mars 2008.
- [171] G. Bernardi *et al.*, "Search for WH Production using Neural Net Selection with 0.65 fb<sup>-1</sup> of Run IIB Data" DØ Note 5471
- [172] S. Muanza, "A Compilation of MCFM v5.1 Cross Sections", DØ Note 5300.
- [173] The TEVNPH Working Group, "Combined CDF and DØ Upper Limits on SM Higgs-Boson Production", DØ Note 5536.
- [174] T. Andeen *et al.*, FERMILAB-TM-2365-E (2006), in preparation.
- [175] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A **434**, 435 (1999); A. Read, in "1st Workshop on Confidence Limits," CERN Report No. CERN-2000-005, 2000.
- [176] P. Lutz, *Méthodes Statistiques et le Higgs à 115 GeV au LEP*, Cours de l'école de GIF 2001.
- [177] W. Fisher, *Systematics and limit calculations*, FERMILAB-TM-2386-E, DØ Note 5309, Décembre 2006.
- [178] K. Peters,  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  : QCD study, Présentation en réunion Higgs, 8 mai 2008.
- [179] La collaboration DØ, *Combined upper limits on standard model Higgs boson production from the D0 experiment in 1.1-3.0 fb<sup>-1</sup>*, DØ Note 5756-CONF, Août 2008.
- [180] Les collaborations DØ et CDF, *Combined CDF and D0 upper limits on standard model Higgs boson production with up to 2.4 fb<sup>-1</sup> of data*, DØ Note 5645-CONF, Avril 2008.
- [181] Les collaborations DØ et CDF, *Combined CDF and D0 upper limits on standard model Higgs boson production at high mass (155-200 GeV) with 3.0 fb<sup>-1</sup> of data*, DØ Note 5754-CONF, Août 2008.

## Résumé

L'origine de la brisure de la symétrie électrofaible est une des questions qui reste en suspens en ce début de XXI<sup>e</sup> siècle. Imaginé dans les années 60, le mécanisme de Higgs offre une solution théorique à ce problème tout en prédisant une nouvelle particule, le boson de Higgs, non encore découverte à ce jour.

Celui-ci a été recherché avec le détecteur DØ auprès du collisionneur hadronique Tevatron dont l'énergie dans le centre de masse est de 1.96 TeV. Le canal d'analyse choisi est  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ .

Afin de mener à bien cette recherche, une optimisation des conditions de déclenchement spécifiques aux signaux dont l'état final est constitué de jets et énergie transverse manquante a été effectuée. De plus, un outil a été mis au point pour en mesurer les efficacités.

Une détermination précise de l'énergie des jets est également un ingrédient indispensable de cette recherche. Une méthode a donc été développée afin de corriger les jets simulés des différences d'échelle d'énergie, de résolution en énergie et d'efficacité de reconstruction entre les données et la simulation.

L'analyse des données, effectuée avec une luminosité intégrée de  $2.1 \text{ fb}^{-1}$ , n'a pas permis de mettre en évidence un signal. Pour un boson de Higgs de masse égale à 115 GeV, une limite à 95% de niveau de confiance a été déterminée sur la section efficace multipliée par le rapport de branchement de  $(p\bar{p} \rightarrow H(Z/W)) \times (H \rightarrow b\bar{b})$ . Elle est 7.5 fois plus grande que la valeur prédite par le Modèle Standard.

### Mots clés :

DØ  
Tevatron  
Modèle Standard  
Boson de Higgs  
Echelle d'énergie des jets  
Déclenchement

## Abstract

The origin of the electroweak symmetry breaking is one of the pending questions at the beginning of the XXI<sup>st</sup> century. Imagined in the 1960's, the Higgs mechanism offers a theoretical solution to this problem, while predicting a new particle, the Higgs boson, undiscovered up to now. This particle has been searched with the DØ detector at the Tevatron hadronic collider, with a center of mass energy of 1.96 TeV. The analysis channel is  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ . For this search, an optimization of the trigger conditions specific to signals with jets plus missing transverse energy final states has been performed. Moreover, a tool was designed to measure the corresponding efficiencies. A precise determination of the jet energies is also an essential ingredient for this analysis. A method was developed in order to correct the simulated jets for the differences observed in jet energy scale, energy resolution and reconstruction efficiency between data and simulation. The data analysis, performed with an integrated luminosity of  $2.1 \text{ fb}^{-1}$ , did not reveal any excess. For a Higgs boson mass of 115 GeV, a limit has been set at 95% C.L. on the cross section times branching fraction of  $(p\bar{p} \rightarrow H(Z/W)) \times (H \rightarrow b\bar{b})$ , which is 7.5 times larger than the standard model value.

### Key words :

DØ  
Tevatron  
Standard Model  
Higgs boson  
Jet energy scale  
Trigger