

UNIVERSITÉ PARIS XI  
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

# THÈSE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS XI ORSAY

par

Marine Michaut

## RECHERCHE DE BOSONS DE HIGGS SUPERSYMMÉTRIQUES AU TEVATRON DANS L'EXPÉRIENCE DØ

Soutenue le 29 Septembre 2006 devant la commission d'examen composée de :

M. E. AUGÉ	Président
M. P. BLOCH	Rapporteur
M. A. DJOUADI	
M. P. LUTZ	Directeur de thèse
M. G. SAJOT	Rapporteur
M. B. TUCHMING	



# Remerciements

Je tiens à remercier Jean Zinn-Justin, chef du Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée du CEA-Saclay, Bruno Mansoulié, chef du Service de Physique des Particules, pour m'avoir accueilli au sein de ce service pour ces trois années de thèse.

J'exprime toute ma reconnaissance aux membres du jury : Gérard Sajot et Philippe Bloch pour avoir bien voulu être les rapporteurs de mon travail, Etienne Augé pour en avoir accepté la présidence, Abdelhak Djouadi pour en avoir été examinateur.

Un grand merci à Boris Tuchming, mon directeur de thèse, pour ses conseils toujours opportuns, pour sa rigueur et son sens physique. Tu as toujours fait preuve de recul et d'expérience, bien que j'ai été ta première thésarde. Je ne te remercierais jamais assez pour la patience infinie que tu as eu à mon égard pendant ces trois années. Tu as su garder ton calme devant mon entêtement. Tu as su gérer au mieux mon caractère difficile. Et tu es resté "zen" devant mes maladresses si nombreuses qu'elles ont entre autre coûté la vie à une carte mère! Tu m'as beaucoup appris. Merci.

Je voudrais remercier Pierre Lutz d'avoir accepté d'être co-directeur de thèse.

Je voudrais remercier tous les membres ou ex-membres du groupe DØ de Saclay : Emmanuelle Perez, Marc Besançon, Jiri Bystricky, Didier Vilanova, Alexander Kupco, Nadia Lahrichi. En particulier, merci à Christophe Royon pour son soutien pendant mes séjours à Fermilab, à Slava Shary pour m'avoir parlé un peu de la vie en Ukraine et en Russie, à Frédéric Déliot et à Mathieu Agelou pour leur compagnie si agréable, à Fabrice Couderc pour ses truffades et à Marion Arthaud pour sa gentillesse.

Ces trois années n'auraient pas été les mêmes sans nos repas thésards du Vendredi : merci à Stéphanie Beauceron, Vincent Lusset et tous les autres. Un merci particulier à Marie Legendre pour nos poses café (en espérant te revoir bientôt!), à Daphné Denans pour nos journées shop-pings et nos longues discussions, qui j'espère continueront longtemps, et enfin merci à Nicolas Kerschen pour son humour noir, sa vision de la vie et sa créativité. Tu resteras toujours un ami cher à mon coeur.

L'ambiance de travail au sein de la collaboration DØ fut stimulante, enrichissante et agréable. Je tiens tout d'abord à remercier ceux qui ont permis à ce travail d'aboutir, par leur appui et leurs conseils : Gregorio Bernardi, Arnaud Duperrin, Bernard Andrieu, Avto Kharchilava, Andy Haas, André Turcot, Su Yong Choi. Merci aussi à Laurent Duflot pour son soutien. Je voudrais également remercier les jeunes et les moins jeunes avec qui j'ai passé de très bons moments : Christophe Ochando, Thomas Millet, Vincent Siccardi, Jovan Mitrevski, Arnaud Gay, Aurélien Mendès, Catherine Biscarat, Tobias Golling, Steeve Muanza, Anne-Fleur Barfuss, Sébastien Greder, Anne-Catherine Lebihan, Anne-Marie Magnan, Alexandre Zabi, Benoit Clément, Emmanuel Busato, Pedrame Bargassa, Jean-Roch Vlimant, Dan Duggan ... et bien d'autres. Un clin d'oeil particulier à Nikola Makovec pour sa bonne humeur éternelle et notre amitié, qui j'espère continuera longtemps.

Je souhaiterais remercier toute ma famille pour leur soutien, notamment durant la soutenance. Vous avez été des supporters de rêve! Merci aussi à Valérie pour nos repas quasi-hebdomadaires. J'aimerais enfin remercier de tout mon coeur mon père, ma mère et mon frère, pour leur soutien inconditionnel, pour leur amour, pour leur compréhension d'absolument tous mes choix. Merci aussi de m'avoir transmis ce goût pour le savoir qui m'a tant enrichi et m'a permis de réaliser cette thèse. J'ai une chance extraordinaire de vous avoir pour parents et frère.





*à Mamie  
à mon père  
à ma mère  
à mon frère*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>Chapitre 1 Cadre théorique</b>	<b>13</b>
1.1 Le modèle standard . . . . .	13
1.2 Mécanisme de Higgs . . . . .	14
1.2.1 Modèle de champs scalaires avec une brisure spontanée de la symétrie . .	14
Champs scalaire réel . . . . .	14
Champ scalaire complexe . . . . .	15
1.2.2 Théorie de jauge abélienne . . . . .	16
1.2.3 Théorie de jauge non abélienne . . . . .	17
1.2.4 Mécanisme de Higgs dans le modèle standard . . . . .	17
Mécanisme de Higgs et masses des bosons de jauge . . . . .	17
Mécanisme de Higgs et masses des fermions . . . . .	19
1.3 Le boson de Higgs dans le modèle standard . . . . .	20
Couplage du boson de Higgs aux bosons de jauge . . . . .	20
Couplage du boson de Higgs aux fermions . . . . .	20
1.4 Les succès du modèle standard . . . . .	22
1.5 Contraintes sur la masse du boson de Higgs . . . . .	22
1.5.1 Contraintes théoriques . . . . .	22
Argument de naturalité (ou d'ajustement fin) . . . . .	22
Argument d'unitarité . . . . .	23
Argument de trivialité du couplage scalaire . . . . .	24
Argument de stabilité du vide . . . . .	25
1.5.2 Contraintes expérimentales . . . . .	25
Contraintes directes . . . . .	25
Contraintes indirectes . . . . .	26
1.6 La supersymétrie . . . . .	27
1.6.1 Intérêt de la supersymétrie . . . . .	28

1.6.2	Le modèle supersymétrique minimal . . . . .	31
1.7	Secteur du Higgs du MSSM . . . . .	31
1.7.1	Potentiel de Higgs et masses de bosons de Higgs . . . . .	32
1.7.2	Couplages du secteur neutre aux bosons de jauge électrofaibles . . . . .	34
1.7.3	Couplages du secteur neutre aux fermions . . . . .	35
1.8	Contraintes du secteur du Higgs du MSSM . . . . .	36
1.8.1	Contraintes théoriques . . . . .	36
	Contraintes théoriques sur $\tan \beta$ . . . . .	36
	Contraintes théoriques sur $m_h$ . . . . .	36
1.8.2	Contraintes expérimentales . . . . .	36
1.9	Recherche des bosons de Higgs du MSSM au Tevatron . . . . .	39
1.9.1	Production . . . . .	39
	Largeur et rapport d'embranchement . . . . .	39
1.10	Simulations . . . . .	41
1.10.1	Simulation du signal $h^0 b(\bar{b})$ . . . . .	41
	Simulation du processus $gb \rightarrow hb$ avec le programme <b>MCFM</b> . . . . .	42
	Cinématique du boson de Higgs . . . . .	43
1.10.2	Simulation des événements de bruit de fond . . . . .	48
	Résumé des échantillons simulés . . . . .	48
<b>Chapitre 2 Le dispositif expérimental</b>		<b>49</b>
2.1	Le TeVatron . . . . .	50
2.1.1	La création du faisceau de protons . . . . .	51
2.1.2	La création du faisceau d'antiprotons . . . . .	51
2.1.3	Le collisionneur . . . . .	52
2.2	Le détecteur DØ du Run IIa . . . . .	53
2.2.1	Unités et coordonnées . . . . .	54
2.2.2	Le détecteur de traces . . . . .	54
	Le détecteur de vertex . . . . .	55
	Le détecteur à fibres scintillantes . . . . .	57
	Caractéristiques des fibres scintillantes et transparentes . . . . .	58
	Caractéristiques des photodétecteurs . . . . .	58
	Le solénoïde . . . . .	58
2.2.3	Le calorimètre . . . . .	59
	Principe d'un calorimètre à échantillonnage . . . . .	59
	Section électromagnétique . . . . .	60

---

Section hadronique . . . . .	60
Description du calorimètre de $D\bar{O}$ . . . . .	60
Les détecteurs inter-cryostats . . . . .	62
Les performances du calorimètre . . . . .	63
2.2.4 Les détecteurs de pieds de gerbe . . . . .	63
2.2.5 Le système à muons . . . . .	65
Le toroïde . . . . .	66
Le système <i>WAMUS</i> . . . . .	66
Le système <i>SAMUS</i> . . . . .	66
Les compteurs à scintillation . . . . .	67
Performances . . . . .	68
2.2.6 Le détecteur de protons avants . . . . .	68
2.2.7 Le système de déclenchement de $D\bar{O}$ . . . . .	68
Le niveau 1 . . . . .	70
Déclenchement calorimétrique . . . . .	70
Déclenchement du <i>CFT</i> et du détecteur de pieds de gerbe . . . . .	71
Déclenchement du système à muons . . . . .	71
Le niveau 2 . . . . .	71
Le niveau 3 . . . . .	72
2.2.8 La luminosité . . . . .	72
Les détecteurs de luminosité . . . . .	72
Détermination de la luminosité . . . . .	73
2.3 Les simulations . . . . .	76
2.3.1 Simulation du détecteur $D\bar{O}$ . . . . .	76
2.3.2 Simulation du système de déclenchement du détecteur $D\bar{O}$ . . . . .	77
<b>Chapitre 3 La reconstruction des événements et l'identification des objets</b>	<b>79</b>
3.1 Les traces des particules chargées . . . . .	79
3.2 Les vertex . . . . .	80
3.3 Les électrons . . . . .	82
3.3.1 Correction de l'énergie mesurée . . . . .	83
3.4 Les muons . . . . .	83
3.5 Les jets . . . . .	85
3.5.1 Combinaison des objets . . . . .	85
3.5.2 L'algorithme de reconstruction du Run II . . . . .	86
3.5.3 L'algorithme T42 . . . . .	88

3.5.4	L'identification . . . . .	88
	Rejet des fractions électromagnétiques extrêmes . . . . .	88
	Rejet des jets déposant massivement leur énergie dans le calorimètre hadronique grossier . . . . .	89
	Rejet des jets non physiques . . . . .	89
3.5.5	Les performances de la reconstruction et de l'identification . . . . .	89
	Echantillon de données et sélection des événements $Z(\rightarrow e^+e^-) + \text{jet}$	89
	Méthode du calcul de l'efficacité de reconstruction et d'identification	90
3.5.6	Optimisation de l'algorithme de reconstruction des jets pour les jets de petite impulsion transverse . . . . .	94
3.5.7	L'échelle d'énergie des jets . . . . .	97
3.5.8	La résolution en énergie . . . . .	98
3.5.9	L'étiquetage des jets issus de quarks beaux . . . . .	100
	Critères d'étiquetabilité . . . . .	100
	Les méthodes d'étiquetage <b>SVT</b> , <b>JLIP</b> et <b>CSIP</b> . . . . .	102
	Algorithme <b>SVT</b> . . . . .	102
	Algorithme <b>JLIP</b> . . . . .	103
	Algorithme <b>CSIP</b> . . . . .	105
	Combinaison des méthodes à l'aide d'un réseau de neurones . . . . .	106
	Les performances : dans les simulations et dans les données . . . . .	107
	Mesurer les performances dans la simulation . . . . .	108
	Mesurer les performances dans les données . . . . .	109
3.6	Reconstruction à haute luminosité instantanée . . . . .	111
<b>Chapitre 4 La sélection des événements <math>h^0(\rightarrow b\bar{b})b(\bar{b})</math></b>		<b>115</b>
4.1	L'échantillon de données analysées . . . . .	115
4.1.1	Critères de qualités appliqués aux données . . . . .	115
4.1.2	Présélection . . . . .	117
4.1.3	Vérifications de la qualité des données . . . . .	117
4.1.4	Sélection des événements candidats . . . . .	117
4.2	La sélection en ligne . . . . .	120
4.2.1	Optimisation des conditions de déclenchement au niveau 2 . . . . .	120
	Méthodes d'étude . . . . .	120
	Détermination des taux de sortie . . . . .	126
	Sections efficaces . . . . .	126
	Vérifications . . . . .	128

---

	Détermination des efficacités sur le signal . . . . .	128
	Optimisation . . . . .	129
	Effets non linéaires . . . . .	130
	Correction des non linéarités . . . . .	131
4.2.2	Efficacités de déclenchement . . . . .	132
	Niveau 1 . . . . .	133
	Niveau 2 . . . . .	140
	Condition sur les jets . . . . .	140
	Condition sur l'énergie scalaire . . . . .	141
	Niveau 3 . . . . .	145
	Condition sur les jets . . . . .	145
	Condition sur le contenu en quarks b de l'événement . . . . .	146
4.2.3	Efficacité pour le signal . . . . .	152
<b>Chapitre 5 Analyse</b>		<b>155</b>
5.1	Comparaison des données aux simulations . . . . .	155
5.1.1	Détermination de $p\bar{p} \rightarrow jjj(j), b(\bar{b})jj(j)$ . . . . .	155
5.1.2	En négligeant les événements $b\bar{b}j(j)$ . . . . .	156
5.1.3	Première comparaison des données avec les événements simulés . . . . .	158
	Echantillon avec au moins deux jets étiquetés b . . . . .	159
	Echantillon avec au moins trois jets étiquetés b . . . . .	159
5.1.4	Correction due à la présence des événements $b\bar{b}j(j)$ . . . . .	159
5.1.5	Comparaison finale des données aux simulations . . . . .	160
	Echantillon avec au moins deux jets étiquetés b . . . . .	160
	Echantillon avec au moins trois jets étiquetés b . . . . .	161
5.1.6	Influence des quarks charmés . . . . .	165
5.2	L'estimation du bruit de fond . . . . .	167
5.2.1	Calcul de la fonction d'étiquetage . . . . .	167
5.2.2	Calcul du bruit de fond attendu . . . . .	169
5.3	Incertitudes systématiques . . . . .	170
5.3.1	Incertitudes systématiques concernant le signal . . . . .	170
	Incertitude sur la luminosité . . . . .	170
	Incertitude théorique . . . . .	171
	Incertitude sur l'efficacité de déclenchement . . . . .	171
5.3.2	Incertitude sur l'identification, la résolution en énergie et l'échelle d'énergie des jets . . . . .	173

5.3.3	Incertitude sur l'étiquetage des jets provenant de quarks $b$ . . . . .	174
5.3.4	Incertitude concernant le bruit de fond . . . . .	174
5.4	Résultats . . . . .	175
5.4.1	Méthode d'extraction de la limite . . . . .	175
5.5	Interprétation dans le cadre du MSSM . . . . .	177
5.5.1	Interprétation dans le MSSM à l'ordre des arbres . . . . .	177
5.5.2	Interprétation dans le MSSM à une boucle . . . . .	181
5.6	Influence de la largeur du boson de Higgs . . . . .	183
5.6.1	Spectre des événements et section efficace de production . . . . .	183
	Spectre des événements . . . . .	183
	Section efficace de production . . . . .	186
5.6.2	Effet sur l'analyse . . . . .	186
5.7	Extrapolation à haute luminosité . . . . .	189
5.8	Perspectives : le LHC . . . . .	189
5.9	Conclusion . . . . .	192
<b>Bibliographie</b>		<b>193</b>
<b>Annexe A Note de conférence (ICHEP 2006)</b>		<b>199</b>
A.1	Introduction . . . . .	201
A.2	DATA AND MONTE CARLO SAMPLES . . . . .	202
A.2.1	Trigger . . . . .	202
A.2.2	Data Selection . . . . .	202
A.2.3	Monte Carlo . . . . .	202
	$hb$ Signal simulation . . . . .	203
	Simulation of background events . . . . .	203
A.3	Analysis . . . . .	203
A.3.1	Background estimation . . . . .	203
A.3.2	Acceptance Systematics . . . . .	204
A.3.3	Background Systematics . . . . .	204
A.3.4	Monte Carlo cross checks . . . . .	205
A.4	Results . . . . .	206
	Bibliography . . . . .	209



# Introduction

Le monde qui nous entoure est composé en majorité d'atomes. Au début du XX<sup>ième</sup> siècle, des expériences, comme par exemple la diffusion de Rutherford<sup>1</sup>, ont permis de montrer que les atomes ont une structure. Ils sont en effet composés d'un noyau entouré d'un nuage d'électrons. Des expériences postérieures ont montré que le noyau a lui aussi une structure : il est composé de protons et de neutrons. Les accélérateurs de particules ont ensuite permis de s'apercevoir que ces neutrons et ces protons sont eux même composés de particules encore plus petites, appelées les quarks<sup>2</sup>. De nouvelles particules, ne pouvant exister sans la présence de nouveaux quarks, plus lourds<sup>3</sup>, ont été découvertes dans ces accélérateurs. Deux particules avec des propriétés similaires à celle de l'électron ont aussi été découvertes : le muon et le tau<sup>4</sup>. Trois particules très légères, interagissant peu, ont aussi été observées, les neutrinos<sup>5</sup>.

Durant le siècle dernier, une théorie est née, appelée *le modèle standard*, décrivant toutes les particules observées ainsi que leurs interactions. Cependant, pour que le modèle standard fonctionne, au moins une particule qui n'a pas encore été observée doit exister : cette particule est appelée *le boson de Higgs*.

En effet, pour expliquer l'existence de particules massives, une symétrie du modèle standard doit être brisée. Cette brisure permet aux particules d'acquérir une masse grâce au mécanisme de Higgs et fait apparaître le boson de Higgs.

Par ailleurs, plusieurs arguments indiquent que le modèle standard n'est que l'approximation à basse énergie d'une théorie plus générale. Cette théorie pourrait être *la supersymétrie*, qui postule l'existence d'une symétrie d'espace-temps entre les particules de spin entier et demi-entier. La supersymétrie résout un certain nombre de problèmes du modèle standard, comme par exemple la stabilité de la masse du boson de Higgs ou encore l'unification des interactions.

Le collisionneur Tevatron a été mis en service au laboratoire Fermi en 1988 pour étudier entre autre chose la possible production de boson de Higgs et de particules supersymétriques. Ce mémoire expose une recherche des bosons de Higgs supersymétriques dans l'expérience DØ auprès du Tevatron. Les données enregistrées par le détecteur DØ de novembre 2002 à avril

---

<sup>1</sup>Réalisée par Rutherford en 1911, cette expérience consistait à bombarder une feuille d'or avec des rayons alpha. Une majorité des particules alpha traversaient la feuille d'or, tandis que d'autres déviaient lors du passage dans la feuille et finalement, une petite quantité de particules rebondissaient fortement en frappant la feuille d'or. Selon Rutherford, un atome se composait donc d'un noyau minuscule qui contenait pratiquement toute la masse de l'atome et qui était entouré d'un nuage d'électrons très légers. Cette théorie relative à la structure atomique et ses travaux en physique nucléaire lui valurent le prix Nobel.

<sup>2</sup>L'hypothèse de l'existence de ces quarks date de 1964. Cette existence sera confirmée expérimentalement en 1974

<sup>3</sup>Le quark charme est découvert en 1974, le quark beau en 1977, le quark top en 1995

<sup>4</sup>Le muon est découvert en 1937, et le tau en 1976.

<sup>5</sup>Les neutrinos sont prédits par Pauli en 1930 et sont découverts en 1956.

2006 sont analysées.

Dans un premier chapitre, nous exposons brièvement le mécanisme de Higgs et la phénoménologie qu'il implique dans les cadres théoriques du modèle standard et du modèle supersymétrique minimal. Cela nous conduit, après avoir détaillé le dispositif expérimental  $D\bar{O}$  dans le deuxième chapitre, à décrire les techniques utilisées pour reconstruire les données enregistrées dans un troisième chapitre. Le quatrième chapitre détaille la sélection des événements provenant du signal, notamment la sélection effectuée en ligne, qui permet de n'enregistrer que les événements présentant une signature similaire au signal. Pour finir, le cinquième chapitre présente l'analyse ainsi que les résultats obtenus. Ces résultats sont interprétés dans plusieurs scénarios du modèle supersymétrique minimal. Une étude de l'influence de la largeur des bosons de Higgs, ainsi qu'une extrapolation de nos résultats avec une plus grande luminosité sont aussi présentés. Ce chapitre se termine sur un aperçu de la recherche de bosons de Higgs pour les années futures.

# Chapitre 1

## Cadre théorique

Dans ce chapitre, le cadre théorique dans lequel s'inscrit cette thèse est décrit. La première partie est consacrée au modèle standard de la physique des particules, la seconde partie décrit le mécanisme de Higgs, permettant de donner une masse aux particules, la troisième partie quant à elle introduit l'extension supersymétrique du modèle standard ainsi que le secteur du Higgs de l'extension supersymétrique minimale. Pour finir, la recherche de bosons de Higgs neutres au Tevatron est présentée.

### 1.1 Le modèle standard

La fin du millénaire dernier a vu le triomphe du modèle standard, décrivant les interactions faibles et fortes entre les particules élémentaires. La théorie électrofaible proposée par Glashow [1], Salam [2] et Weinberg [3] pour décrire les interactions électromagnétiques et faibles entre les quarks et les leptons est basée sur le groupe de symétrie de jauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Les quantités conservées associées sont appelées isospin faible et hypercharge. Combiné avec la chromodynamique quantique, c'est-à-dire la théorie de l'interaction forte entre les quarks colorés, basée sur le groupe  $SU(3)_c$ , le modèle fournit un cadre unifié pour décrire ces trois forces de la nature : le modèle standard.

Ce modèle est composé de deux types de champs :

- les champs de matière, ou fermions. Ce sont des particules de spin demi-entier obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Ils sont regroupés en trois familles, chaque famille étant identique à l'exception de la masse de leurs membres. Chacune comprend deux doublets de chiralité gauche et un (pour les leptons) ou deux (pour les quarks) singlets de chiralité droite, comme présenté dans le tableau 1.1.

La première famille comprend les quarks  $u$  et  $d$ , l'électron et le neutrino électronique, particules élémentaires les plus légères connues, et constituant la matière de l'univers. Les particules des autres familles, plus lourdes, sont instables et ne sont observées que dans les accélérateurs ou dans le rayonnement cosmique. A chaque particule correspond une particule de même masse et spin mais de charge opposée, appelée antiparticule.

- les champs de jauge correspondant aux bosons (de spin entier) porteurs des interactions. Ils permettent aux quarks et aux leptons d'interagir. Dans le secteur électrofaible  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , le générateur  $Y$  du groupe  $U(1)_Y$  correspond au champ  $B_\mu$  et les

		Famille 1	Famille 2	Famille 3
quarks	doublets	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$
	singlets	$u_R$ $d_R$	$c_R$ $s_R$	$t_R$ $b_R$
leptons	doublets	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
	singlets	$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$

TAB. 1.1 – Les champs de matière du modèle standard.

$2^2 - 1 = 3$  générateurs  $T^a$ ,  $a = 1, 2, 3$  du groupe  $SU(2)_L$  correspondent aux trois champs  $W_\mu^{1,2,3}$  ( $W^\pm$  et  $Z^0$ , porteurs de l'interaction faible). Les générateurs  $T^a$  s'écrivent :

$$T^a = \frac{1}{2}\tau^a; \quad \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

où les matrices  $\tau^a$  sont les matrices de Pauli. Les bosons  $W^\pm$  et  $Z$  ont été observés avec le collisionneur  $p\bar{p}$  Sp $\bar{p}$ S au CERN en 1983.

Les porteurs de l'interaction forte sont les gluons, mis en évidence auprès du collisionneur  $e^+e^-$  Petra à Desy en 1979.

## 1.2 Mécanisme de Higgs

L'invariance de jauge interdit les termes de masse explicites dans le lagrangien pour les bosons de jauge. Si ceci est acceptable pour la théorie de l'électrodynamique quantique et la théorie de la chromodynamique quantique, où les photons et les gluons sont de masse nulle, ça ne l'est pas pour la théorie des interactions faibles puisque les bosons de jauge chargés ( $W^\pm$ ) et neutre ( $Z^0$ ) sont connus pour être massifs depuis leur mise en évidence expérimentale ( $m_W = 80.425 \pm 0.038$  GeV,  $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021$  GeV [4]). Une solution possible à ce problème a été proposée par plusieurs physiciens en 1964 [5] [6] [7], et est aujourd'hui connue sous le nom de *Mécanisme de Higgs*.

### 1.2.1 Modèle de champs scalaires avec une brisure spontanée de la symétrie

#### Champs scalaire réel

Prenons un champ scalaire réel  $\phi$  avec le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$$

où  $\mu$  est homogène à une masse et l'autocouplage  $\lambda$  est sans dimension. Ce lagrangien est invariant sous une réflexion  $\phi \rightarrow -\phi$ . Si le terme  $\mu^2$  est positif, le potentiel est aussi positif si  $\lambda$  est positif. Le minimum du potentiel est alors obtenu pour  $\langle 0|\phi|0 \rangle = \phi_0 = 0$ , comme le montre la figure 1.1 (a). C'est le lagrangien d'un champ scalaire de masse  $\mu$  et d'autocouplage

$\lambda$ . Par contre, si  $\mu^2 < 0$ , le potentiel  $V$  a un minimum lorsque  $\partial V/\partial\phi = \mu^2\phi + \lambda\phi^3 = 0$ , c'est-à-dire quand  $\langle 0|\phi|0 \rangle = \phi_0^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} = v^2$ , ou bien  $\phi_0 = \pm\frac{\mu}{\lambda} = \pm v$  comme le montre la figure 1.1 (b).

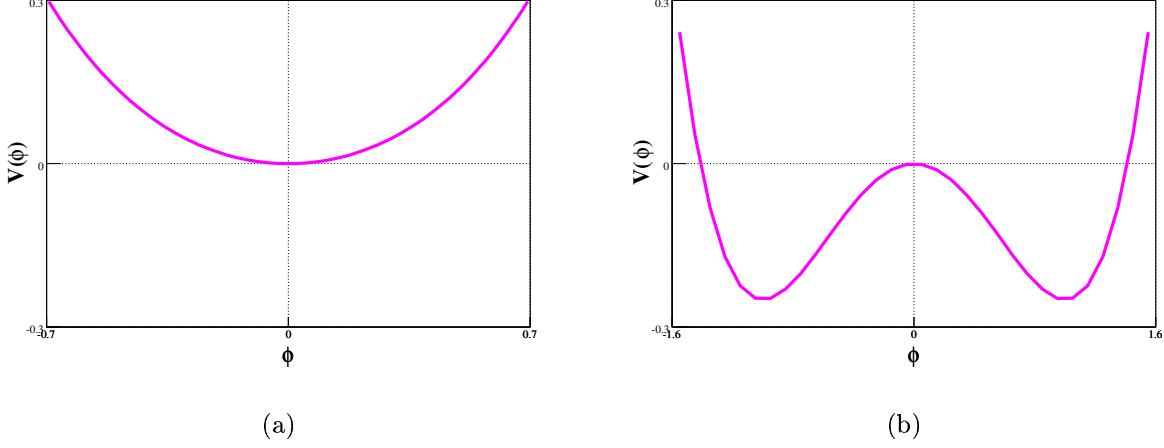


FIG. 1.1 – Le potentiel  $V$  du champ scalaire réel  $\phi$  avec (a)  $\mu^2 > 0$  et (b)  $\mu^2 < 0$ .

La grandeur  $\pm v$  est appelée valeur moyenne dans le vide du champ scalaire  $\phi$ . Les particules physiques étant des fluctuations du champ  $\phi$  autour d'un des minima du potentiel  $V$ , nous développons  $\phi$  autour de  $v$  :  $\phi(x) = v + \rho(x)$  où  $\rho$  est un champ scalaire réel. Le lagrangien devient alors

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\rho\partial^\mu\rho - (-\mu^2)\rho^2 - \sqrt{-\mu^2\lambda}\rho^3 - \frac{\lambda}{4}\rho^4 + \text{constante}.$$

C'est le lagrangien d'un champ scalaire  $\rho$  de masse  $\sqrt{-2\mu^2}$ . La symétrie par réflexion du modèle d'origine n'est plus respectée dans ce lagrangien où apparaissent des termes cubiques. En choisissant soit  $v$  soit  $-v$  comme valeur attendue dans le vide du champ  $\phi$ , on a brisé la symétrie de réflexion initiale.

C'est l'exemple le plus simple de brisure spontanée de symétrie.

### Champ scalaire complexe

On considère maintenant un champ scalaire complexe soumis au même potentiel  $V$ . Le lagrangien est invariant sous les transformations globales  $U(1)$  :

$$\phi(x) \rightarrow e^{iq\theta}\phi(x)$$

où  $q$  est ici la charge de Noether associée à  $\phi$  et  $\theta$  est une constante. En prenant toujours  $\mu^2 < 0$ , le potentiel a une infinité de minima qui sont obtenus pour  $\langle 0|\phi|0 \rangle = \phi_0^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} = v^2$ . Chacun des minima brise la symétrie  $U(1)$ .

Développons le champ  $\phi$  autour d'un de ces états :  $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \rho(x))e^{i\frac{\theta(x)}{v}}$  avec  $\rho$  et  $\theta$  des champs réels. Après développement, le potentiel vaut :

$$V(\phi) = \text{constante} + \mu^2\rho^2(x) + O(\rho^3, \rho^4).$$

On retrouve un terme de masse pour  $\rho$ , par contre, le champ  $\theta$  n'a aucun terme de masse. Il résulte de la brisure de la symétrie  $U(1)$  un champ réel massif  $\rho$  de masse  $\sqrt{-2\mu^2}$ , et un boson de masse nulle,  $\theta$ , appelé boson de Goldstone. On peut citer ici le théorème de Goldstone : pour chaque brisure spontanée de symétrie, la théorie contient des particules scalaires de masse nulle appelées bosons de Goldstone. Leur nombre est égal au nombre de générateurs du groupe de symétrie brisée.

### 1.2.2 Théorie de jauge abélienne

Etendons les modèles précédents aux théories de jauge. La théorie de jauge la plus simple est l'électromagnétisme. La matière est décrite par un champ scalaire complexe couplé à lui-même et au champ électromagnétique  $A_\mu$  :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + D_\mu\phi^*D^\mu\phi - V(\phi)$$

avec  $D_\mu$  la dérivée covariante  $D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu$ ,  $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$  et  $V(\phi) = \mu^2\phi^*\phi + \lambda(\phi^*\phi)^2$ . Le lagrangien est invariant sous les transformations locales  $U(1)$  :

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\Lambda(x)}\phi(x) \quad A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{q}\partial_\mu\Lambda(x)$$

Si  $\mu^2 > 0$  ce lagrangien décrit l'interaction d'un champ scalaire de charge électrique  $q$  et de masse  $\mu$  avec le photon  $A_\mu$  de masse nulle.

Si  $\mu^2 < 0$ , la symétrie de jauge est brisée par le minimum de potentiel obtenu pour :

$$\langle 0|\phi|0 \rangle = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}}$$

Développons le lagrangien autour de l'état fondamental en prenant la même paramétrisation que précédemment :  $\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \rho(x))e^{i\frac{\theta(x)}{v}}$ . En utilisant la transformation de jauge  $\phi(x) \rightarrow e^{-i\frac{\theta(x)}{v}}\phi(x)$  on peut éliminer le champ  $\theta(x)$  mais ceci fixe la jauge. En ne conservant que les termes qui nous intéressent pour le mécanisme de Higgs, le lagrangien devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + D_\mu\phi^*D^\mu\phi - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 \\ &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\partial_\mu\rho\partial^\mu\rho + \frac{1}{2}q^2v^2A_\mu A^\mu + q^2vA_\mu A^\mu\rho - v^2\lambda\rho^2 \end{aligned}$$

On peut observer que :

- le champ  $A^\mu$  est maintenant massif de masse  $m_A = qv = -q\sqrt{\mu^2/\lambda}$ . Ce terme de masse provient du développement de  $D_\mu\phi D^\mu\phi$ ;
- le champ  $\rho$  acquiert une masse égale à  $\sqrt{-2\mu^2}$ ;
- l'intensité de l'interaction entre  $A^\mu$  et  $\rho$  :

$$q^2vA_\mu A^\mu\rho = qm_A A_\mu A^\mu\rho$$

est proportionnelle à  $m_A$  ;

- le boson de Goldstone  $\theta$  a été absorbé par le "photon" devenu massif.

La symétrie de jauge n'est plus apparente dans le lagrangien et on dit qu'elle est spontanément brisée. C'est le mécanisme de Higgs permettant de fournir une masse aux bosons de jauge.

### 1.2.3 Théorie de jauge non abélienne

Considérons une algèbre de Lie de dimension  $N$ , possédant  $N^2 - 1$  générateurs  $T^a$ ,  $a = 1, \dots, N^2 - 1$  vérifiant la relation de commutation suivante :

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^c.$$

La dérivée covariante est définie à l'aide des  $N^2 - 1$  champs de jauge  $(A_\mu)_k^i = A_\mu^a (T^a)_k^i$  par

$$(D_\mu)_k^i = \delta_k^i \partial_\mu - ig(A_\mu)_k^i.$$

Combinons ces ingrédients avec un ensemble de  $N$  champs scalaires réels  $\phi_i$ . Le lagrangien est le même que précédemment en prenant  $\mu^2 < 0$ , invariant sous les transformations de jauge :

$$\phi \rightarrow e^{iq\theta^a T^a} \phi.$$

Supposons que certains des champs  $\phi_i$  possèdent une valeur moyenne dans le vide non nulle :  $\langle \phi^i \rangle = V^i$ , et développons ces champs autour de leurs valeurs moyennes dans le vide afin de déterminer les termes de masses pour les champs  $(A_\mu)_j^i$  apparaissant. Comme on l'a vu précédemment, ces termes de masse proviennent du développement de  $((D_\mu)_j^i \phi^j)^* ((D_\mu)_k^i \phi^k)$  :

$$\begin{aligned} g^2 \phi_j^* (A^\mu)_i^j (A_\mu)_k^i \phi^k &= g^2 A_\mu^a A^{\mu b} \phi_j^* (T^a)_i^j (T^b)_k^i \phi^k \\ &= g^2 A_\mu^a A^{\mu b} V_j^* (T^a)_i^j (T^b)_k^i V^k \\ &= \frac{1}{2} (M^2)^{ab} A_\mu^a A^{\mu b} \end{aligned}$$

avec  $(M^2)^{ab} = 2g^2 V_j^* (T^a)_i^j (T^b)_k^i V^k$  la matrice de masse. Lorsque la valeur moyenne dans le vide du champ  $\phi^i$  est nulle, la composante correspondante de la matrice de masse est nulle. Sinon, des termes de masse sont engendrés pour les bosons de jauge. On effectue généralement une rotation dans l'espace interne en redéfinissant les champs afin de diagonaliser la matrice de masse.

Pour résumer, le potentiel possède des minima qui ne sont plus invariants de jauge, et dans l'état fondamental les champs possèdent des valeurs moyennes non nulles dans le vide brisant la symétrie. Chaque générateur brisé correspond à un degré de liberté réabsorbé par les bosons de jauges qui acquièrent ainsi une masse. Les autres degrés de liberté correspondent à des particules physiques : les bosons de Higgs.

### 1.2.4 Mécanisme de Higgs dans le modèle standard

#### Mécanisme de Higgs et masses des bosons de jauge

Il faut engendrer des masses pour les bosons  $W^\pm$  et  $Z$ , mais laisser le photon de masse nulle et conserver la symétrie de l'électrodynamique quantique exacte. On a donc besoin d'au moins trois degrés de liberté pour le champ de Higgs. Le choix le plus simple est un doublet de champs scalaires complexes sous  $SU(2)$ . Dans la représentation adjointe, on définit :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix}$$

Il faut ajouter au lagrangien du modèle standard le lagrangien pour le champ de Higgs  $\mathcal{L}_\Phi$  :

$$\mathcal{L}_\Phi = (D^\mu \Phi)^* (D_\mu \Phi) - V(\Phi) \text{ avec } V(\Phi) = \mu^2 \Phi^* \Phi - \lambda (\Phi^* \Phi)^2$$

$V$  est bien invariant sous les transformations de jauge de  $SU(2)$  et  $U(1)_Y$ . Lorsque  $\mu^2 < 0$ , le champ  $\Phi$  développe une valeur moyenne dans le vide non nulle :

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

Maintenant de manière analogue à ce qui précède :

- on développe le champ de Higgs  $\Phi$  autour de sa valeur moyenne dans le vide en fonction du champ réel  $H(x)$  :

$$\Phi(x) = e^{i\theta_a(x)\tau^a(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) \end{pmatrix}$$

- on fixe la jauge :

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\theta_a(x)\tau^a(x)/v} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ (v + H(x)) \end{pmatrix}$$

- on développe complètement le terme  $(D^\mu \Phi)^* (D_\mu \Phi)$  afin d'obtenir les masses des bosons de jauge :

$$\begin{aligned} (D^\mu \Phi)^* (D_\mu \Phi) &= |D_\mu \Phi|^2 \\ &= \left| \left( \partial_\mu - ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{1}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2}(gW_\mu^3 + g'B_\mu) & -\frac{ig}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{ig}{2}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2}(gW_\mu^3 - g'B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8} g^2 (v + H)^2 |W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8} (v + H)^2 |gW_\mu^3 - g'B_\mu|^2; \end{aligned} \quad (1.1)$$

- on redéfinit les champs  $W_\mu^\pm$  et  $Z_\mu$  afin d'avoir une matrice de masse diagonale :

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \quad (1.2)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.3)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad (1.4)$$

où  $\theta_W$  est l'angle de mélange faible qui vaut :

$$\begin{aligned} \sin \theta_W &= \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \\ \cos \theta_W &= \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}}. \end{aligned}$$

En remplaçant (1.2) (1.3) (1.4) dans (1.1), on obtient :

$$(D^\mu \Phi)^* (D_\mu \Phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{4} g^2 (v + H)^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{8} (g'^2 + g^2) (v + H)^2 Z_\mu^2; \quad (1.5)$$



- finalement les termes bilinéaires en  $W^\pm$ ,  $Z$  et  $A$  dans l'équation (1.5) permettent d'identifier les termes de masses pour les bosons de jauge :

$$m_W = \frac{1}{2}g\nu \quad (1.6)$$

$$m_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g'^2 + g^2}\nu \quad (1.7)$$

$$m_A = 0.$$

On peut remarquer que les équations (1.6) et (1.7) relient la masse des bosons  $W^\pm$  et  $Z$  à l'angle de mélange faible :

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W.$$

Pour résumer, en brisant spontanément la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , trois bosons de Goldstone sont absorbés par les bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z$  qui deviennent massifs. La symétrie électromagnétique n'étant pas brisée (seule une des deux composantes de  $\Phi$  acquiert une valeur non nulle dans le vide), le photon reste de masse nulle.

### Mécanisme de Higgs et masses des fermions

De même que précédemment, on utilise le champ  $\Phi$  pour engendrer la masse des fermions. Pour toutes les familles de fermions, on introduit le lagrangien de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_{i,j=1}^3 (-\lambda_u^{ij} \bar{Q}_L^i \Phi^c u_R^j - \lambda_d^{ij} \bar{Q}_L^i \Phi d_R^j - \lambda_e^{ij} \bar{L}_L^i \Phi l_R^j) + \text{c.c.} \quad (1.8)$$

où  $\Phi^c = -i\tau^2 \Phi^*$ ,  $\lambda_f$  ( $f = u, d, l$ ) sont les couplages de Yukawa,  $Q_L^i$  et  $L_L^i$  représentent les doublets de chiralité gauche, alors que  $u_R^i$ ,  $d_R^i$  et  $l_R^i$  sont les singlets de chiralité droite des familles de quarks et de leptons. On procède ensuite comme ci-dessus.

En prenant pour exemple le cas de l'électron :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_e \bar{e}_L \Phi^c e_R + \text{c.c.},$$

et en développant  $\Phi$  autour de sa valeur attendue dans le vide :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ (v + H(x)) \end{pmatrix},$$

on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= -\frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} \bar{e}_L (v + H(x)) e_R + \text{c.c.} \\ &= -\frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} v \bar{e}_L e_R - \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} H(x) \bar{e}_L e_R + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Le coefficient constant devant  $\bar{e}_L e_R$  s'identifie avec la masse de l'électron :  $m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}$ . On peut obtenir de même la masse des autres fermions.

Ainsi, le même doublet  $\Phi$  permet d'engendrer la masse des vecteurs de l'interaction faible  $W^\pm$ ,  $Z$  et celle des fermions.

Une dernière remarque concerne la valeur moyenne dans le vide  $v$ . Celle-ci est déterminée par  $m_W$  ou par la constante de Fermi  $\mathcal{G}_\mu$  (mesurée dans la désintégration des muons) :

$$m_W = \frac{1}{2}g v = \sqrt{\frac{\sqrt{2}g^2}{8\mathcal{G}_\mu}} \implies v = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}\mathcal{G}_\mu}} \simeq 247 \text{ GeV}$$

On peut faire un parallèle avec la physique du solide. A la place d'un champ emplissant le vide, considérons un solide contenant un réseau d'atomes chargés positivement. Lorsqu'un électron se déplace à travers le réseau, les atomes de charges opposées sont attirés par l'électron. Celui-ci acquiert alors une inertie permettant de définir une masse effective jusqu'à 40 fois supérieure à la masse d'un électron libre. La présence supposée du champ de Higgs dans le vide peut être vue comme une sorte de réseau hypothétique emplissant l'univers.

### 1.3 Le boson de Higgs dans le modèle standard

Les propriétés cinématiques du boson de Higgs, données par  $\frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2$ , proviennent du terme impliquant la dérivée covariante,  $(D^\mu \Phi)^*(D_\mu \Phi)$ , alors que sa masse et ses autocouplages sont donnés par le potentiel  $V$  :

$$\begin{aligned} V &= \frac{\mu^2}{2}(0, v + H) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} + \frac{\lambda}{4} \left( (0, v + H) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right)^2 \\ &= -\frac{v^2\lambda}{2}(v + H)^2 + \frac{\lambda}{4}(v + H)^4 \\ &= -\frac{\lambda v^4}{4} + \frac{\lambda v^3}{2}H + \lambda v^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4}H^4 \end{aligned} \quad (1.10)$$

Le coefficient du terme en  $H^2$  de l'équation (1.10) nous fournit la masse du boson de Higgs :

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v = \sqrt{2}\mu.$$

Le coefficient des termes en  $H^3$  et  $H^4$  fournissent quant à eux les autocouplages du champ de Higgs, comme montré sur la figure 1.2.

#### Couplage du boson de Higgs aux bosons de jauge

L'équation (1.5) nous fournit les couplages entre le boson de Higgs et les bosons de jauge :

- terme  $\frac{g_2^2}{4}H^2 W_\mu^+ W_\mu^-$  et  $\frac{g'^2 + g_2^2}{8}H^2 Z_\mu^2$  : couplage  $g_{HHVV} = -2i\frac{m_V^2}{v^2}$
- terme  $\frac{g_2^2}{2}Hv W_\mu^+ W_\mu^-$  et  $\frac{g'^2 + g_2^2}{8}Hv Z_\mu^2$  : couplage  $g_{HVV} = -2i\frac{m_V^2}{v}$

Ceux-ci sont représentés sur la figure 1.3.

#### Couplage du boson de Higgs aux fermions

L'équation (1.9) quant à elle nous permet d'obtenir les couplages entre le boson de Higgs et les fermions, en la généralisant à toutes les familles : le terme  $\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}}H\bar{e}_L e_R$  correspond à un couplage  $g_{Hff} = i\frac{m_f}{v}$ , représenté sur la figure 1.4

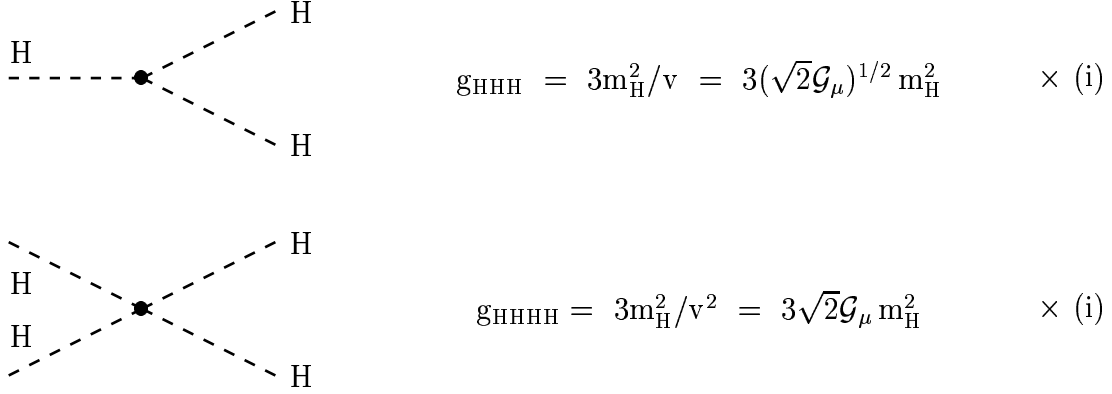


FIG. 1.2 – Les autocouplages du boson de Higgs.

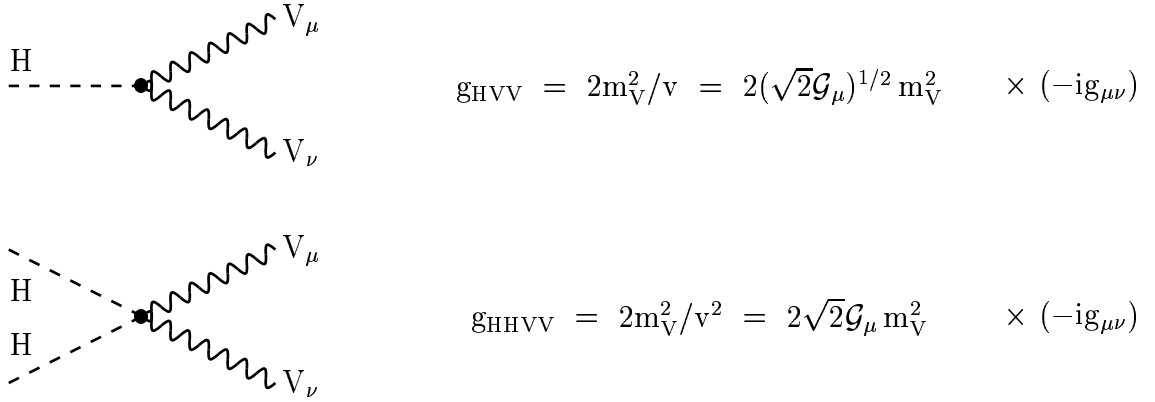


FIG. 1.3 – Les couplages du boson de Higgs aux bosons de jauge.

On peut remarquer que le couplage du boson de Higgs avec les fermions ou avec les bosons de jauge est proportionnel à leur masse. Cependant pour les recherches expérimentales en particulier au Tevatron concernant un boson de Higgs avec  $m_H \simeq 120 \text{ GeV}$ , les processus  $h \rightarrow t\bar{t}$ ,  $h \rightarrow ZZ$ ,  $h \rightarrow W^+W^-$  sont interdits cinématiquement. C'est pourquoi le boson de Higgs, s'il est léger, se désintègre majoritairement en paire de quarks beaux ou en paire de taus.

Jusqu'à maintenant, nous avons écrit le lagrangien en terme d'états propres de saveurs. Les matrices  $\lambda_{ij}^d$  et  $\lambda_{ij}^u$  dans l'équation (1.8) ne sont pas diagonales dans cette base. Les matrices  $V_1$  et  $V_2$  permettant de diagonaliser respectivement  $\lambda_{ij}^d$  et  $\lambda_{ij}^u$  définissent la matrice CKM ( $V_{CKM}$ ), pour Cabbibo, Kobayashi et Maskawa :

$$V_{CKM} = V_2^+ V_1.$$

Cette matrice contient l'intensité des couplages entre les différentes générations de quarks.

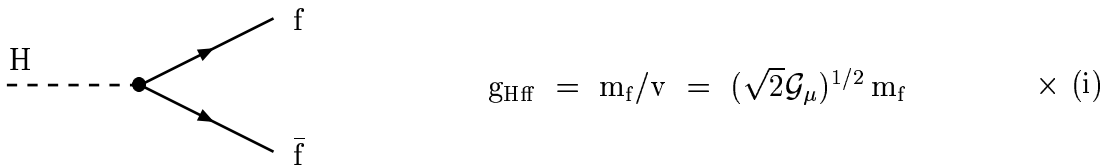


FIG. 1.4 – Les couplages du boson de Higgs aux fermions.

## 1.4 Les succès du modèle standard

Le modèle standard a été testé par de nombreuses expériences. En l'état actuel, toutes les mesures ont pu être expliquées par les prévisions du modèle standard. Seul le boson de Higgs n'a pas été découvert.

L'observation des bosons vecteurs de l'interaction faible en 1983 a validé la théorie électrofaible de Glashow, Weinberg et Salam. Le dernier quark découvert est le quark top au Tevatron en 1995 et le dernier fermion est le neutrino tauonique par l'expérience DONUT en 2000. Le LEP, installé à Genève, et le SLC, installé à Standford, tous deux collisionneurs  $e^+e^-$ , ont permis d'effectuer des mesures de précision sur les différents paramètres du modèle standard, comme résumé sur la figure 1.9.

## 1.5 Contraintes sur la masse du boson de Higgs

### 1.5.1 Contraintes théoriques

Malgré les succès du modèle standard, de nombreux éléments semblent démontrer que celui-ci n'est qu'une théorie effective à basse énergie. L'échelle d'énergie à partir de laquelle le modèle standard n'est plus valide,  $\Lambda$ , peut être reliée à la masse du boson de Higgs et fournit ainsi des contraintes sur celle-ci.

#### Argument de naturalité (ou d'ajustement fin)

Les corrections d'ordre supérieur à la masse du boson de Higgs sont quadratiquement divergentes. Un exemple de correction à une boucle à la masse du boson de Higgs est représenté sur la figure 1.6.

Pour absorber ces divergences lors du processus de renormalisation, on introduit une échelle de régularisation  $\Lambda$ . On a alors  $m_H^2 = m_{H,0}^2 + \delta m_H^2(\Lambda)$  avec  $m_{H,0}$  la masse nue du Higgs. Pour arriver à une valeur finie de  $m_H$  il faut ajuster  $m_{H,0}$  à 34 ordres de grandeur si  $\Lambda = 10^{19}$  GeV =  $m_{\text{Planck}}$ . La théorie semble alors non naturelle. Cet argument ne remet pas en cause le modèle standard, mais introduit l'idée que le modèle standard a un domaine de validité en énergie restreint, décrit par l'échelle  $\Lambda$ .

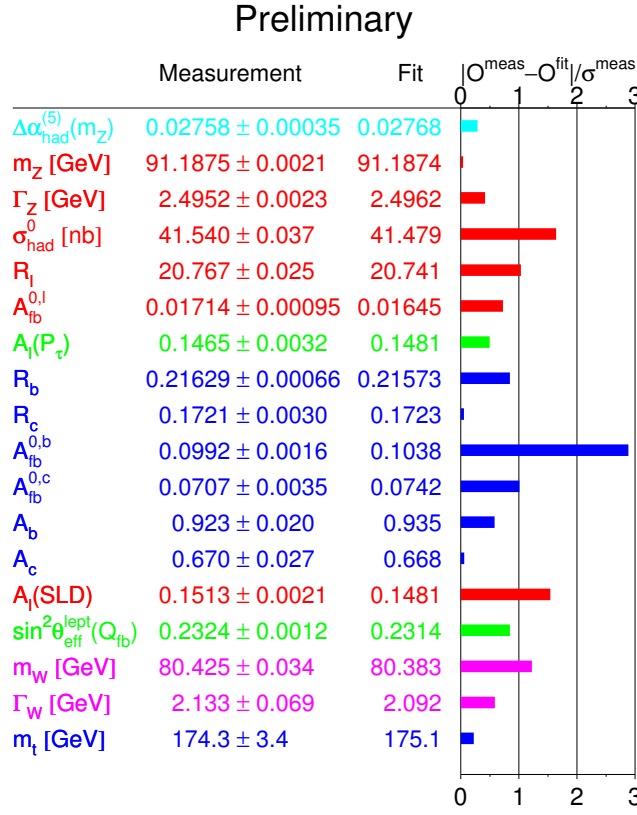


FIG. 1.5 – Résumé des mesures de précision effectuées au LEP1, LEP2, SLC et Tevatron [8]. La déviation des valeurs mesurées directement par rapport à la valeur ajustée, calculée en incluant toutes les corrections radiatives disponibles, est aussi indiquée, tout comme les incertitudes sur ces mesures.

### Argument d'unitarité

Si on calcule l'amplitude de diffusion de deux corps en deux corps au second ordre, on trouve [9] :

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \frac{12\lambda}{1 - \frac{9\lambda}{4\pi^2} \ln \frac{Q}{\mu}} \\ &= 12\lambda_Q \end{aligned}$$

où  $Q = p_1 + p'_1$ ,  $p_1$  et  $p'_1$  sont les impulsions des deux particules diffusées,  $\lambda_Q$  est appelé couplage effectif et  $\lambda$  et  $\mu$  sont les mêmes que précédemment. On voit que  $\lambda_Q$  augmente avec  $Q$  et puis diverge quand  $Q$  est égal au pôle de Landau, échelle à laquelle la théorie ne semble plus valide :

$$\Lambda_{\text{Landau}} = \mu e^{\frac{4\pi^2}{9\lambda}}.$$

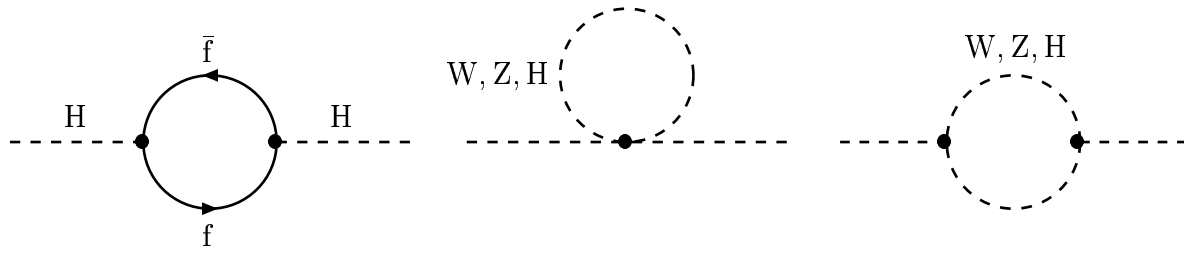


FIG. 1.6 – Diagrammes de Feynman pour les corrections à une boucle à la masse du boson de Higgs.

En supposant que  $m_H < \frac{1}{2}\Lambda_{\text{Landau}}$ , on peut écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\Lambda_{\text{Landau}}}{m_H} &= \frac{\Lambda_{\text{Landau}}}{\sqrt{2}\mu} = e^{\frac{4\pi^2}{9\lambda}} \\ \ln \frac{\Lambda_{\text{Landau}}}{\sqrt{2}\mu} &= \frac{4\pi^2}{9\lambda} \\ \lambda &= \frac{4\pi^2}{9 \ln \frac{\Lambda_{\text{Landau}}}{\sqrt{2}\mu}} \\ m_H = 2\lambda v^2 &\leq \frac{2v^2 4\pi^2}{9 \ln 2}. \end{aligned}$$

Ceci nous permet d'établir une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs :

$$m_H \leq 875 \text{ GeV}$$

### Argument de trivialité du couplage scalaire

La prise en compte des ordres supérieurs conduit à la définition de constantes de couplages dépendant de l'énergie. Cette dépendance en énergie est donnée par les équations du groupe de renormalisation. Ainsi, pour une constante d'autocouplage du boson de Higgs  $\lambda$ , on a :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} = \beta(\lambda) \text{ avec } \beta = \ln \frac{Q^2}{Q_0^2},$$

où  $Q_0$  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 des boucles de bosons de Higgs, on obtient :

$$\beta(\lambda) = \frac{3}{4\pi^2}\lambda^2,$$

d'où :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \lambda}{\partial t} &= \frac{3}{4\pi^2}\lambda^2 \\ \frac{d\lambda}{\lambda^2} &= \frac{3}{4\pi^2}dt. \end{aligned}$$

En intégrant jusqu'à une échelle d'énergie quelconque  $Q$  :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda(Q_0)} - \frac{1}{\lambda(Q)} &= \frac{3}{4\pi^2} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \\ \lambda(Q) &= \lambda(Q_0) \left(1 - \frac{3\lambda(Q_0)}{4\pi^2} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}\right)^{-1} \end{aligned} \quad (1.11)$$

La constante d'autocouplage du boson de Higgs croît donc logarithmiquement avec l'énergie. Elle sort du domaine perturbatif lorsque  $\frac{\lambda}{4\pi} = 1$  jusqu'à devenir infinie au pôle de Landau (voir section 1.5.1.0).

Autrement dit, pour que  $\lambda(Q)$  reste finie à toutes les échelles d'énergie, il faut  $\lambda(Q_0) = 0$ , c'est-à-dire une théorie sans interactions (théorie dite "triviale").

Si l'on restreint la validité de la théorie à un domaine d'énergie allant jusqu'à l'échelle  $\Lambda$  (avec  $\lambda(\Lambda)$  fini), plus  $\Lambda$  est grand, plus  $m_H$  doit être petit, comme le montre l'équation 1.11.

Pour résumer, plus la limite de validité est élevée, plus la valeur de  $m_H$  est basse : un boson de Higgs lourd impliquerait un domaine de validité du modèle standard restreint.

### Argument de stabilité du vide

Le mécanisme de Higgs est basé sur l'existence d'un minimum du champ de Higgs pour une valeur non nulle du champ de Higgs, ce qui est vérifié si  $\lambda$  reste positif. Si  $\lambda$  devient négatif à une certaine échelle, le potentiel de Higgs présente un minimum local, mais pas global, et le vide est instable. Ceci nous fournit donc une limite inférieure sur  $m_H$ , limite dépendant fortement de la masse du top.

Cependant, l'argument de stabilité du vide a été remis en question : un minimum local est viable à condition que la durée de vie d'un tel vide soit plus grande que la durée de vie de l'univers, ce qui est réalisé dans un grand nombre de cas.

Ces différents arguments sont résumés sur la figure 1.7.

## 1.5.2 Contraintes expérimentales

### Contraintes directes

Les expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) ont accumulé  $2461 \text{ pb}^{-1}$  de collisions  $e^+e^-$  avec une énergie dans le centre de masse entre 189 et 209 GeV. Le processus de production principal d'un boson de Higgs standard est  $e^+e^- \rightarrow HZ$ . Les modes de désintégration dépendent de la désintégration du boson Z et du boson de Higgs. Pour une masse inférieure à 135 GeV, la désintégration du boson de Higgs se fait principalement en paire de quarks beaux. Les analyses réalisées par les quatre expériences sur l'ensemble des données ont permis d'établir une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs à 95% de niveau de confiance à 114.4 GeV [11]. La figure 1.8 montre le niveau de confiance d'un signal attendu de boson de Higgs en fonction de sa masse.

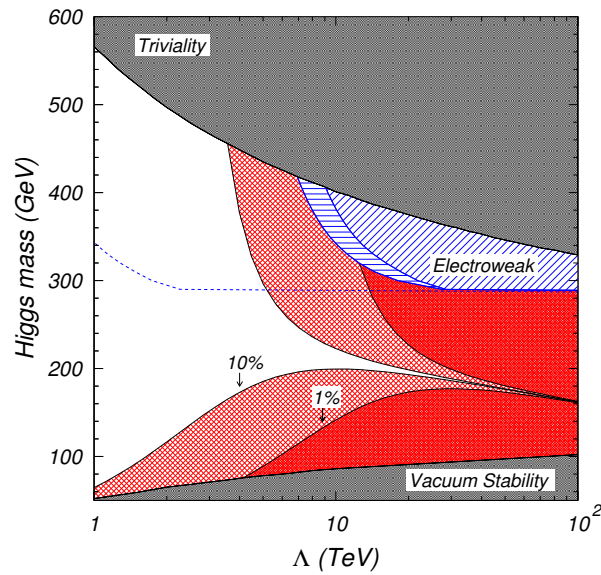


FIG. 1.7 – La masse du boson de Higgs en fonction de l’échelle limite de la validité du modèle standard  $\Lambda$ , en prenant en compte les contraintes d’unitarité (rouge), de trivialité (gris), de stabilité du vide (gris), des mesures de précisions électrofaibles (bleues). Les régions hachurées bleues sont exclues par les mesures de précisions électrofaibles dans différents scénarios : couplage fort (hachures diagonales), ordre des arbres (hachures horizontales), à une boucle (ligne bleue pointillée). La région vide est en accord avec toutes les contraintes. La région “10 %” (“1 %”) représente un réglage fin de 10 % (1 %) [10]

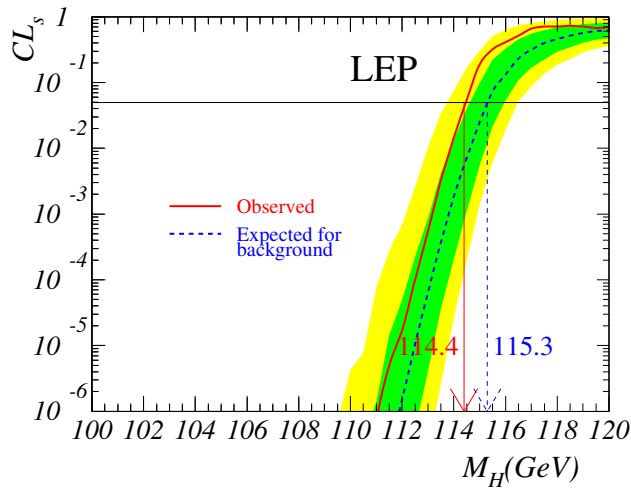


FIG. 1.8 – Niveau de confiance d’un signal de Higgs en fonction de sa masse obtenue par le LEP.

### Contraintes indirectes

Les mesures de précision électrofaibles permettent d’établir des contraintes sévères sur la masse du boson de Higgs. En effet, lorsqu’un champ de Higgs est introduit dans le modèle standard, ses excitations virtuelles contribuent à plusieurs observables physiques, de la masse du boson W aux asymétries leptoniques ou hadroniques. La masse du boson de Higgs étant le



seul paramètre du modèle standard dont on n'a pas de prédiction théorique ou expérimentale, elle peut être extraite indirectement des mesures de précision du modèle standard comme illustré sur la figure 1.9.

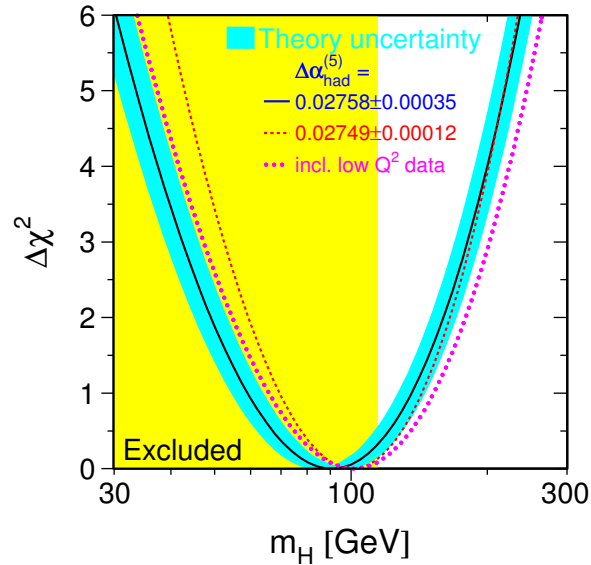


FIG. 1.9 – Résultats de l’ajustement des paramètres électrofaibles [8]. La bande grisée verticale montre le domaine de masse exclu par les recherches directes au LEP. La bande grisée courbée représente l’incertitude théorique due au fait que tous les ordres ne sont pas pris en compte. La courbe continue est le résultat de l’ajustement effectué avec toutes les données LEP+LEP II. Les effets de l’inclusion des données à bas  $Q^2$  et des différentes valeurs de  $\Delta\alpha_{\text{had}}$  sont aussi montrés.

## 1.6 La supersymétrie

La supersymétrie s’est imposée depuis une trentaine d’années comme une alternative au modèle standard ([12]) car elle résout certains problèmes et présente des aspects particulièrement séduisants. Nous donnons d’abord une introduction qui décrit brièvement la supersymétrie et certaines de ses propriétés avant de décrire le secteur du Higgs du modèle supersymétrique minimal. Une description plus détaillée de la supersymétrie est disponible dans [13].

La supersymétrie (SUSY) prédit l’existence pour toute particule du modèle standard d’au moins un superpartenaire, la différence de spin entre la particule et le(s) superpartenaire(s) valant  $\frac{1}{2}$ . Une transformation supersymétrique transforme un état bosonique en un état fermionique, et vice versa. L’opérateur  $Q$  qui génère une telle transformation doit être un spineur anticommuteur (théorème de Coleman-Mandula [14]). Ainsi on introduit des générateurs  $Q$  et  $Q^\dagger$  vérifiant :

$$\begin{aligned}
 \{Q, Q^\dagger\} &= P^\mu \\
 \{Q, Q\} &= \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \\
 [P^\mu, Q] &= [P^\mu, Q^\dagger] = 0
 \end{aligned}
 \tag{1.12}$$

où  $P^\mu$  est le générateur des translations.

Dans le modèle standard, les particules sont des représentations irréductibles du groupe de Poincaré, chaque particule est caractérisée par sa masse  $m$  et son spin  $s$ . De même, dans le cadre d'une théorie supersymétrique, les particules sont des représentations irréductibles de l'algèbre de supersymétrie qui sont nommées supermultiplets et caractérisées par leurs masses et leurs superspins. Chaque supermultiplet contient un état fermionique et un état bosonique. Ainsi, pour être compatible avec le modèle standard, une théorie supersymétrique doit au minimum doubler le spectre de particules connues.

La relation 1.12 implique que les particules d'un même supermultiplet sont dégénérées en masse. C'est en contradiction avec les résultats expérimentaux. La supersymétrie est donc nécessairement brisée. Plusieurs mécanismes de brisure sont possibles. Certains consistent à modifier les lagrangiens supersymétriques à basse énergie en y ajoutant à la main des termes dits de brisure douce [15] [16] qui sont des termes de masse pour les champs scalaires, des termes de masse pour les jauginos et des couplages trilineaires pour les scalaires. La terminologie *brisure douce* signifie que malgré ces termes, le lagrangien conserve une des propriétés de la supersymétrie exacte : l'annulation des divergences quadratiques dont il est question plus loin.

### 1.6.1 Intérêt de la supersymétrie

La dynamique du mécanisme de Higgs dans l'extension supersymétrique du modèle standard est très similaire au cas du modèle standard. Un modèle supersymétrique semble donc être une extension naturelle au modèle standard. En plus d'être une généralisation simple du secteur du Higgs du modèle standard, un modèle supersymétrique a de nombreux intérêts :

- la supersymétrie permet l'unification des interactions dans une seule théorie, appelée théorie de grande unification (GUT). L'idée de la GUT est la suivante : les interactions électromagnétique, faible et forte seraient différentes branches d'une interaction unique associée à un groupe de jauge. L'unification doit se manifester par une égalité des couplages de jauge à une certaine échelle d'énergie, appelée  $\Lambda_{\text{GUT}}$ . En effet, la valeur des couplages de jauge évolue en fonction de l'échelle d'énergie. Cette évolution est donnée par les équations du groupe de renormalisation. Dans le cas du modèle standard, les couplages sont proches lorsque  $Q = 10^{15}$  GeV, mais ne sont pas égaux. Par contre, dans l'extension supersymétrique minimale du modèle standard, les équations du groupe de renormalisation sont modifiées et une unification peut être obtenue si les masses des particules supersymétriques, paramétrisées par une échelle appelée  $m_{\text{SUSY}}$ , sont de l'ordre du TeV. Ces deux propriétés peuvent être vues sur la figure 1.10 représentant l'évolution des couplages avec l'échelle d'énergie dans le cas du modèle standard et de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard ;
- une solution aux problèmes de naturalité et de hiérarchie. Revenons sur le problème de hiérarchie : l'apparition de deux échelles différentes dans la théorie GUT ( $m_W$  et  $m_{\text{GUT}}$ ) conduit à un problème de hiérarchie. En effet, pour aboutir à une brisure de symétrie, les

## Unification of the Coupling Constants in the SM and the minimal MSSM

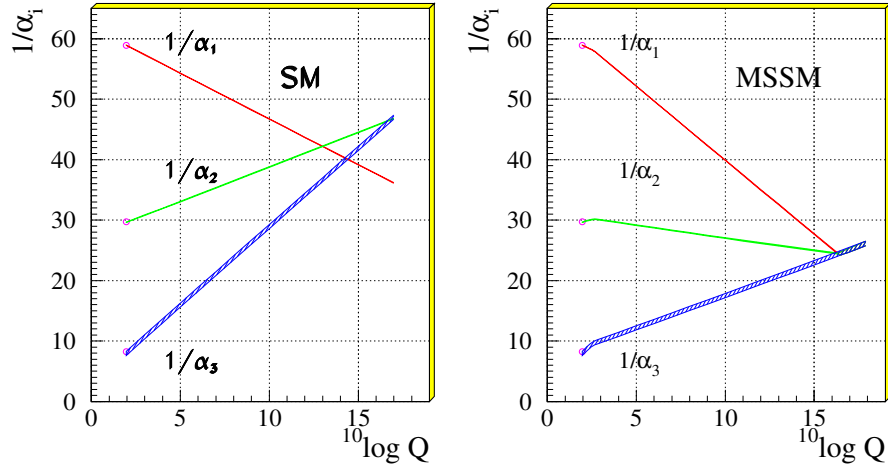


FIG. 1.10 – Evolution de l'inverse des trois constantes de couplage dans le modèle standard (gauche) et dans l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (droite) en fonction de l'échelle d'énergie. L'épaisseur des courbes représente l'incertitude sur la valeur des constantes de couplage. Les particules supersymétriques ne contribuent à la valeur des couplages qu'à partir de l'échelle  $m_{\text{SUSY}} \approx 1 \text{ TeV}$ , ce qui cause un changement dans la pente de la courbe décrivant l'évolution des couplages, et permet ainsi d'obtenir une égalité des couplages à l'échelle  $m_{\text{GUT}}$ . [17]

champs de Higgs doivent acquérir une valeur non nulle dans le vide :

$$\begin{aligned} m_H &\sim v && \sim 10^2 \text{ GeV} \\ m_\Sigma &\sim V && \sim 10^{16} \text{ GeV} \\ \frac{m_H}{m_\Sigma} &\sim 10^{-14} && \ll 1 \end{aligned}$$

où  $H$  et  $\Sigma$  sont les champs de Higgs responsables de la brisure spontanée des groupes  $SU(2)$  et  $GUT$  respectivement. Il existe bien une hiérarchie entre  $m_H$  et  $m_\Sigma$ . Le problème est de préserver cette hiérarchie qui est détruite par les corrections radiatives. Les corrections radiatives à la masse du Higgs comme montrées sur la figure 1.11 sont proportionnelles à la masse carré de la particule considérée dans la boucle, ici une particule à l'échelle  $m_{\text{GUT}}$ . Ces corrections si elles ne s'annulent pas détruisent donc la hiérarchie et un réglage fin des constantes de couplage avec une précision de  $10^{-14}$  est nécessaire (problème de naturalité ou d'ajustement fin) afin de la conserver.

Une solution est d'obtenir une annulation entre les différentes corrections radiatives quadratiques, ce que la supersymétrie permet. En effet, la nouvelle symétrie empêche la masse du boson de Higgs d'acquérir de très grandes corrections radiatives : les contributions des boucles des particules du modèle standard à la masse du Higgs s'annulent avec les contributions des boucles de leur superpartenaire, de signes opposées, comme représenté sur la figure 1.12.

Cette annulation n'est exacte que si la supersymétrie est conservée :

$$\Sigma_{\text{bosons}} m^2 = \Sigma_{\text{fermions}} m^2.$$



- enfin, lorsque la R-parité est conservée, les particules supersymétriques ne sont produites que par paires, et la particule supersymétrique la plus légère est stable, fournissant ainsi un candidat idéal à la matière noire non baryonique. Rappelons que la R-parité est définie par :

$$R = (-1)^{2s+3B+L}$$

où  $s$  est le spin,  $B$  le nombre baryonique et  $L$  le nombre leptonique.

### 1.6.2 Le modèle supersymétrique minimal

L’extension supersymétrique du modèle standard la plus économique dans le contenu en champs est appelée le modèle supersymétrique minimal, ou MSSM. Les caractéristiques du MSSM sont les suivantes :

- **Groupe de jauge minimal**

Le groupe de jauge est le même que celui du modèle standard, c’est-à-dire  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . La supersymétrie implique alors que les bosons de jauge appartiennent à des supermultiplets ainsi que leur superpartenaires, les gauginos ;

- **Contenu en particules minimal**

Le MSSM contient trois générations de quarks et leptons, comme dans le modèle standard, mais regroupées avec leur superpartenaire de spin 0 (les squarks et sleptons) dans des superchamps chiraux ;

- **R-partié exacte**

Afin de garder la conservation des nombres leptoniques et baryoniques, la R-parité est imposée. Pour toutes les particules du modèle standard (quarks, leptons, bosons de jauge et de Higgs)  $R = +1$ , et pour leurs superpartenaires (squarks, sleptons, gauginos et higgsinos)  $R = -1$ ;

- **Brisure douce de la symétrie**

Des termes de brisure douce sont ajoutés au lagrangien supersymétrique, afin d’éviter le problème de naturalité de la théorie. La forme la plus générale des termes de brisures douces introduit un grand nombre de paramètres libres ;

- **Hypothèses d’unification**

Le nombre de paramètres libres introduit par les termes de brisures douces peut être réduit en supposant que les paramètres “running” obéissent à un certain nombre de conditions à l’échelle de grande unification  $m_{GUT}$ . En plus de l’égalité des couplages de jauges (voir section 1.6.1), on suppose l’universalité des masses des gauginos, des scalaires et des couplages trilineaires.

## 1.7 Secteur du Higgs du MSSM

Dans le MSSM, un seul doublet de Higgs n’est pas possible : un nombre pair de doublets est nécessaire afin d’annuler les anomalies triangulaires [19]. De plus, au moins deux doublets sont requis pour donner une masse aux fermions de type up et de type down. Le scénario le plus simple est donc deux doublets de Higgs. Après brisure spontanée de la symétrie électrofaible, seuls trois degrés de liberté parmi les huit disponibles sont réabsorbés par les bosons de jauge acquérant une masse. Il reste cinq degrés de liberté correspondant à cinq particules physiques : deux bosons de higgs neutres scalaires ( $h$  et  $H$ ), un neutre pseudo-scalaire ( $A$ ) et deux chargés

scalaires ( $H^\pm$ ).

### 1.7.1 Potentiel de Higgs et masses de bosons de Higgs

Le secteur du Higgs du MSSM contient deux doublets de champs scalaires complexes de  $SU(2)_L$  :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^0 \\ \phi_2^- \end{pmatrix}$$

$\Phi_1$  se couple aux quarks de type up et  $\Phi_2$  à ceux de type down. Le potentiel de Higgs s'écrit :

$$V_H = (|\mu|^2 + m_1^2)|\Phi_1|^2 + (|\mu|^2 + m_2^2)|\Phi_2|^2 - \mu B \epsilon_{ij} (\Phi_1^i \Phi_2^j + \text{c.c.}) + \frac{g_1^2 + g_2^2}{8} (|\Phi_1|^2 - |\Phi_2|^2)^2 + \frac{g_2}{2} |\Phi_1^* \Phi_2|^2$$

où on peut identifier trois termes différents :

1. les termes D, contenant les interactions scalaires quadratiques :

$$\frac{g_1^2 + g_2^2}{8} (|\Phi_1|^2 - |\Phi_2|^2)^2 + \frac{g_2}{2} |\Phi_1^* \Phi_2|^2;$$

2. les termes F :

$$|\mu|^2 (|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2)$$

3. les termes de brisure douce de la supersymétrie :

$$m_1^2 |\Phi_1|^2 + m_2^2 |\Phi_2|^2 - \mu B \epsilon_{ij} (\Phi_1^i \Phi_2^j + \text{c.c.}).$$

Le potentiel de Higgs dépend des termes  $|\mu|^2 + m_1^2$ ,  $|\mu|^2 + m_2^2$  et  $\mu B$ . Lorsque la brisure spontanée de la symétrie a lieu, les champs  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  acquièrent une valeur moyenne dans le vide :

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_2 \\ 0 \end{pmatrix}$$

et donnent une masse aux bosons de jauge de la même façon que dans le modèle standard :

$$m_W = g_2^2 \frac{(v_1^2 + v_2^2)}{4} = g_2^2 \frac{v^2}{4}$$

$$m_Z = (g_1^2 + g_2^2) \frac{(v_1^2 + v_2^2)}{4} = (g_1^2 + g_2^2) \frac{v^2}{4}.$$

Les cinq degrés de liberté restants correspondent à :

- deux champs scalaires neutres :

$$\begin{aligned} h^0 &= -(\sqrt{2} \text{Re}(\Phi_2^0) - v_2) \sin \alpha + (\sqrt{2} \text{Re}(\Phi_1^0) - v_1) \cos \alpha \\ H^0 &= -(\sqrt{2} \text{Re}(\Phi_2^0) - v_2) \cos \alpha + (\sqrt{2} \text{Re}(\Phi_1^0) - v_1) \sin \alpha; \end{aligned} \quad (1.13)$$

- un champ pseudo-scalaire neutre :

$$A^0 = \sqrt{2} (\text{Im}(\Phi_2^0) \sin \beta + \text{Im}(\Phi_1^0) \cos \beta);$$

– deux champs scalaires chargés :

$$H^\pm = \Phi_2^\pm \sin \beta + \Phi_1^\pm \cos \beta.$$

$\alpha$  et  $\beta$  sont les angles de mélange avec  $\tan \beta = \frac{v_1}{v_2}$ , obtenus en diagonalisant la matrice de masse des bosons de Higgs neutres scalaires :

$$\cos 2\alpha = -\frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \cos 2\beta \quad (1.14)$$

$$\sin 2\alpha = -\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \sin 2\beta. \quad (1.15)$$

Au premier ordre, les masses des bosons de Higgs scalaires s'expriment en fonction de la masse du boson de Higgs neutre pseudo-scalaire ( $m_A$ ), de  $\tan \beta$  et des masses des bosons de jauge :

$$\begin{aligned} m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + m_W^2 \\ m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2} (m_A^2 + m_Z^2 \mp ((m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta)^{1/2}). \end{aligned}$$

C'est pourquoi il semble naturel de prendre  $m_A$  et  $\tan \beta$  comme seuls paramètres du secteur du Higgs neutre du MSSM.

Nous déduisons de l'équation (1.13) une limite supérieure sur la masse de  $h$  à l'ordre des arbres :

$$m_h \leq m_Z^2 \cos 2\beta \leq m_Z^2.$$

Cette relation est déjà contredite par les mesures du LEP2, permettant d'exclure avec 95 % de niveau de confiance les valeurs de  $m_h$  inférieures à 93.4 GeV [20]. Mais l'inclusion des corrections radiatives permet de pallier à cette contradiction. Les corrections radiatives prépondérantes proviennent des boucles de top et de stops.

En ne considérant que ces contributions et en utilisant les équations du groupe de renormalisation, la relation (1.16) est modifiée de la façon suivante [21] :

$$m_h^2 \leq m_Z^2 + \frac{3g_2^2 m_t^2}{8\pi^2 m_W^2} \left( \log \frac{m_S^2}{m_t^2} + \frac{X_t^2}{m_S^2} \left( 1 - \frac{X_t^2}{12m_{\text{SUSY}}^2} \right) \right), \quad (1.16)$$

où  $m_S^2 = (m_{t_1}^2 + m_{t_2}^2)/2$  est la moyenne des carrés des deux masses des squarks top,  $m_t$  est la masse du top et  $X_t$  est le paramètre de mélange des stops, valant  $X_t = A_t - \mu \cot \beta$  avec  $A_t$  le couplage trilineaire de brisure douce des stops.

Ainsi, après inclusion des corrections radiatives, deux paramètres ne suffisent plus pour définir complètement le secteur du Higgs. Deux scénarios extrêmes sont communément utilisés :

1. scénario sans mélange :  $X_t = 0$ ,  $\mu \ll m_{\text{SUSY}}$ ,  $m_{\text{SUSY}} = 1$  TeV;
2. scénario de mélange maximal :  $X_t = \sqrt{6} m_{\text{SUSY}}$ ,  $\mu \ll m_{\text{SUSY}}$ ,  $m_{\text{SUSY}} = 1$  TeV. Ce choix provient du terme  $\frac{X_t^2}{m_S^2} \left( 1 - \frac{X_t^2}{12m_{\text{SUSY}}^2} \right)$  dans l'équation (1.16) qui est maximal dans ce scénario et fournit ainsi la limite supérieure sur la masse de  $h$ .

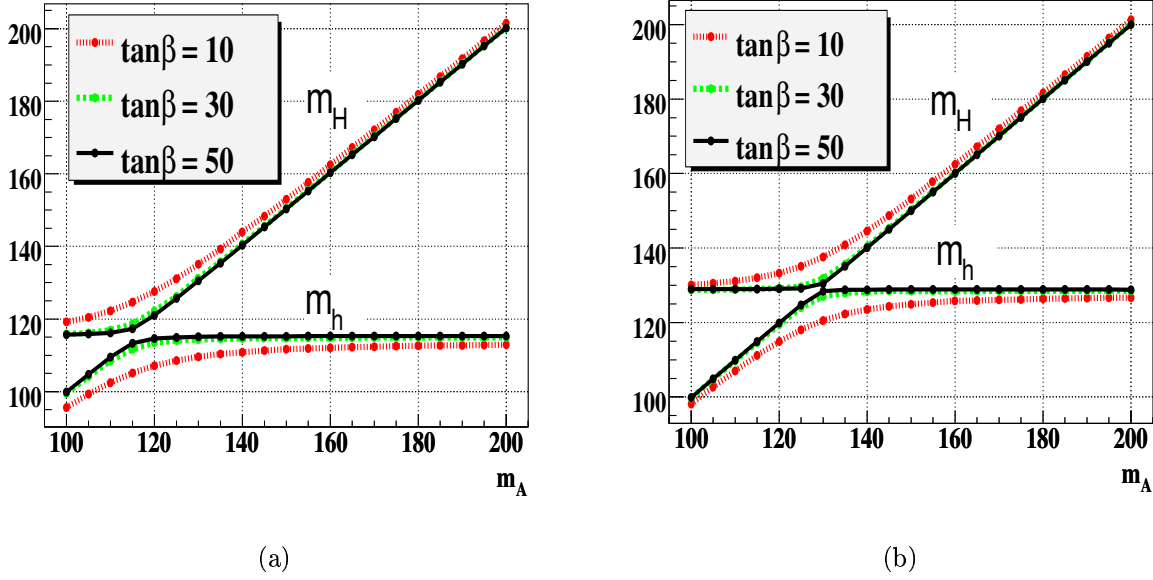


FIG. 1.13 – Masse des bosons de Higgs  $h$  et  $H$  en fonction de  $m_A$  pour trois valeurs de  $\tan \beta$  : 10, 30 et 50, dans le scénario sans mélange (a) et dans le scénario de mélange maximal (b).

La figure 1.13 illustre le comportement de  $m_h$  et  $m_H$  en fonction de  $m_A$  pour différentes valeurs de  $\tan \beta$  et dans les deux scénarios sans mélange et mélange maximal. Les calculs ont été réalisés avec le programme **FeynHiggs** [22].

Dans le scénario de mélange maximal,  $m_h^{\max} \simeq 130$  GeV pour  $m_t = 174.3$  GeV, et peut aller jusqu'à  $m_h^{\max} \simeq 144$  GeV pour  $m_t = 178$  GeV.

On peut aussi noter que quelles que soient les valeurs de  $m_A$  et  $\tan \beta$ ,

$$m_H > m_h^{\max}.$$

On observe de plus que dans la limite des grands  $\tan \beta$  ( $\tan \beta \geq 30$ ) :

1. pour  $m_A < m_h^{\max}$  :  $m_h \simeq m_A$  et  $m_H \simeq m_h^{\max}$ ;
2. pour  $m_A > m_h^{\max}$  :  $m_H \simeq m_A$  et  $m_h \simeq m_h^{\max}$ .

## 1.7.2 Couplages du secteur neutre aux bosons de jauge électrofaibles

Les couplages des bosons de Higgs aux bosons de jauge électrofaible sont obtenus à partir du terme cinématique du lagrangien, tout comme dans le cas du modèle standard.

Les couplages des bosons de Higgs neutres aux bosons  $W$  et  $Z$  s'écrivent :

$$g_{hVV} = g_V m_V \sin(\beta - \alpha), \quad g_{HV V} = g_V m_V \cos(\beta - \alpha)$$

avec  $g_V = 2m_V/v$ . On peut noter que les couplages de  $h$  et  $H$  aux bosons de jauge sont diminués d'un facteur  $\sin(\beta - \alpha)$  et  $\cos(\beta - \alpha)$  respectivement par rapport à ceux du modèle standard.

Les couplages  $hAZ$  et  $HAZ$  sont aussi permis et s'écrivent :

$$g_{hAZ^\mu} = \frac{g_2 \cos(\beta - \alpha)}{2 \cos \theta_W} (p_h - p_A)^\mu, \quad g_{HAZ^\mu} = -\frac{g_2 \sin(\beta - \alpha)}{2 \cos \theta_W} (p_H - p_A)^\mu$$



où  $p_{h,H,A}$  sont les impulsions entrantes.

On peut ici introduire la notion de limite de découplage :  $m_A \gg m_h^{\max}$ , ainsi que la limite d'antidécouplage  $m_A \ll m_h^{\max}$  (par abus de langage). Dans la limite de découplage,  $\alpha$  tend vers  $\beta - \pi/2$  d'après les relations (1.14) et (1.15). On s'aperçoit que les couplages de  $h$  aux bosons de jauge sont ceux du modèle standard. Inversement, dans la limite d'anti-découplage, c'est le boson  $H$  qui a les mêmes couplages que le boson de Higgs du modèle standard.

### 1.7.3 Couplages du secteur neutre aux fermions

Les fermions de type up se couplent à  $\Phi_1$  et ceux de type down à  $\Phi_2$ . En prenant pour exemple la troisième génération des quarks, le lagrangien de Yukawa s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_t(\bar{t}_R\phi_1^0t_L - \bar{t}_R\phi_1^+b_L) - \lambda_b(\bar{b}_R\phi_2^0b_L - \bar{b}_R\phi_2^-t_L) + \text{c.c.} \quad (1.17)$$

Lorsque la brisure spontanée de la symétrie a lieu, les champs  $\phi_1^0$  et  $\phi_2^0$  acquièrent une valeur attendue dans le vide :

$$\langle \phi_k^0 \rangle = \frac{v_k}{2} \text{ avec } k = 1 \text{ ou } 2.$$

En développant les champs  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  autour de leur valeur moyenne dans le vide avec  $\phi_k^0 = \rho_k^0 + v_k$ , l'équation (1.17) devient :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_t(v_1\bar{\psi}_R^t\psi_L^t + \bar{\psi}_R^t\rho_1^0\psi_L^t) - \lambda_b(v_2\bar{\psi}_R^b\psi_L^b + \bar{\psi}_R^b\rho_2^0\psi_L^b) + \text{c.c.}$$

ce qui nous fournit la masse des quarks de la troisième génération :

$$m_t = \lambda_t \frac{v_1}{\sqrt{2}} = \lambda_t \frac{v \sin \beta}{\sqrt{2}} \text{ et } m_b = \lambda_b \frac{v_2}{\sqrt{2}} = \lambda_b \frac{v \cos \beta}{\sqrt{2}},$$

ainsi que les couplages des quarks de la troisième génération aux bosons de Higgs neutres :

$$\begin{aligned} g_{ht\bar{t}} &= \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} y_t \\ g_{hb\bar{b}} &= -\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} y_b \\ g_{Ht\bar{t}} &= \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} y_t \\ g_{Hb\bar{b}} &= \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} y_b \\ g_{At\bar{t}} &= \cotan \beta y_t \\ g_{Ab\bar{b}} &= \tan \beta y_b \end{aligned}$$

où  $y_q = m_q/v$  est le couplage du Higgs aux fermions dans modèle standard.

Dans la limite de découplage, les couplages de  $h$  aux fermions sont ceux du modèle standard, alors que dans la limite d'antidécouplage, c'est  $H$  qui a les mêmes couplages aux fermions que le Higgs standard.

Pour résumer, les propriétés suivantes sont à remarquer :

- dans la limite de découplage, la phénoménologie associée à  $h$  ne permet pas de le distinguer du boson de Higgs du modèle standard, alors que  $H$  et  $H^\pm$  ont de très grandes masses, proches de celle de  $A$  :

$$\begin{aligned} h &\rightarrow H_{\text{SM}} \\ m_H &\simeq m_A \\ g_{A/Hb\bar{b}} &\gg g_{H_{\text{SM}}b\bar{b}} \\ g_{HV V} &\ll g_{H_{\text{SM}}VV}; \end{aligned}$$

- par contre, dans la limite d'antidécouplage et pour de grandes valeurs de  $\tan\beta$ ,

$$\begin{aligned} H &\rightarrow H_{\text{SM}} \\ g_{HV V} &\simeq g_{H_{\text{SM}}VV} \\ m_h &\simeq m_A \\ g_{A/hb\bar{b}} &\gg g_{H_{\text{SM}}b\bar{b}} \\ g_{hVV} &\ll g_{H_{\text{SM}}VV}. \end{aligned}$$

## 1.8 Contraintes du secteur du Higgs du MSSM

### 1.8.1 Contraintes théoriques

#### Contraintes théoriques sur $\tan\beta$

En principe  $\tan\beta$  est un paramètre libre du MSSM. Mais on peut montrer que dans le MSSM avec des conditions d'universalité à l'échelle GUT, on a [23] :

$$1 \leq \tan\beta \leq \frac{m_t}{m_b} \simeq 60.$$

De plus, si le candidat à la matière noire est une particule supersymétrique, une grande valeur de  $\tan\beta$  ( $\tan\beta \sim 40 - 45$ ) fournit le meilleur accord possible avec le contenu en matière noire observé dans l'univers [24].

La condition d'unification des couplages de Yukawa à l'échelle GUT permet par ailleurs de mettre des contraintes fortes sur  $\tan\beta$ . Si  $m_t(m_t) \leq 175$  GeV et avec  $m_b(m_b) = 4.25$  GeV, on peut montrer que  $\tan\beta \simeq 2$  ou  $\tan\beta \simeq 50$  [25].

#### Contraintes théoriques sur $m_h$

Comme on l'a vu précédemment, la masse du plus léger des bosons de Higgs est plus petite que celle du  $Z$  à l'ordre des arbres. Mais après inclusion des corrections radiatives cette limite supérieure est augmentée. La valeur maximale de  $m_h$  est alors  $m_h^{\text{max}} \sim 150$  GeV pour  $m_t \simeq 182$  GeV [10].

### 1.8.2 Contraintes expérimentales

Les données prises durant la phase 2 du LEP avec une énergie dans le centre de masse de 209 GeV ont permis d'obtenir une limite inférieure sur la masse des bosons  $h$  et  $A$  en étudiant les

processus  $e^+e^- \rightarrow hZ$ ,  $HZ$ ,  $AZ$  et  $e^+e^- \rightarrow hA$ ,  $HA$ . En se plaçant dans le scénario de mélange maximal et en prenant  $m_t = 179.3$  GeV, on obtient avec 95 % de confiance [20] :

$$m_h \geq 92.9 \text{ GeV et } m_A \geq 93.4 \text{ GeV}$$

et

$$\tan \beta \leq 0.9 \text{ ou } \tan \beta \geq 1.5$$

Les données prises par l'expérience DØ entre novembre 2002 et juin 2004, correspondant à une luminosité intégrée de  $260 \text{ pb}^{-1}$ , ont donné lieu à une amélioration des limites obtenues au LEP2 par l'étude des processus  $p\bar{p} \rightarrow \phi_i b$  et  $p\bar{p} \rightarrow \phi_i b\bar{b}$  avec  $\phi_i = h, H$  ou  $A$ . Ces résultats sont présentés sur la figure 1.14, dans les scénarios de mélanges maximaux et minimaux.

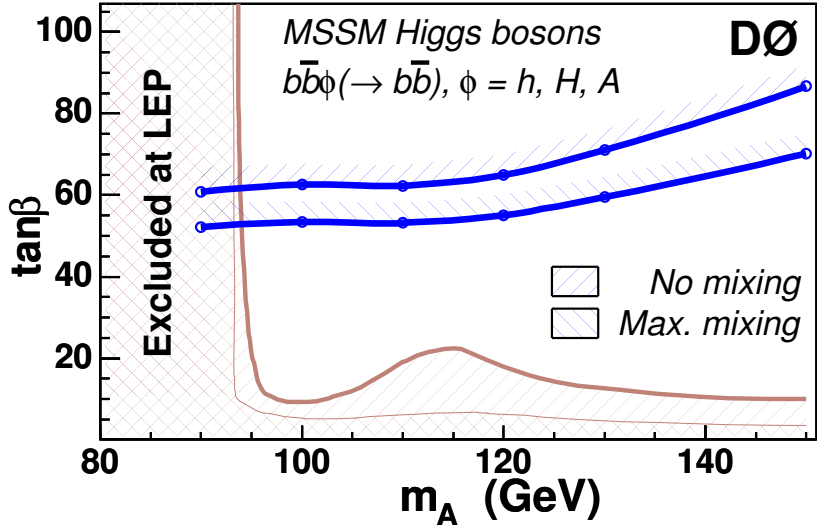
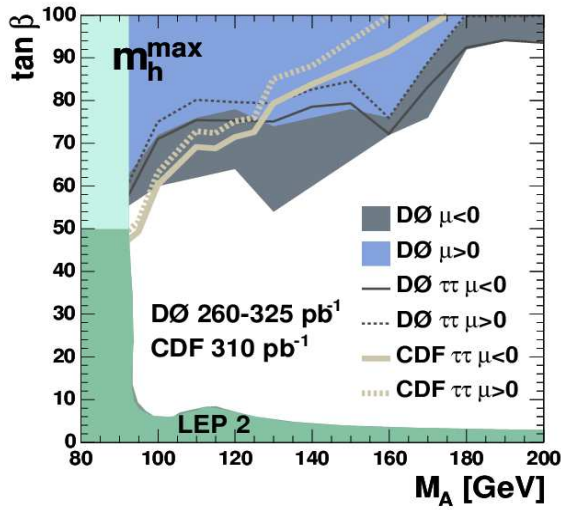


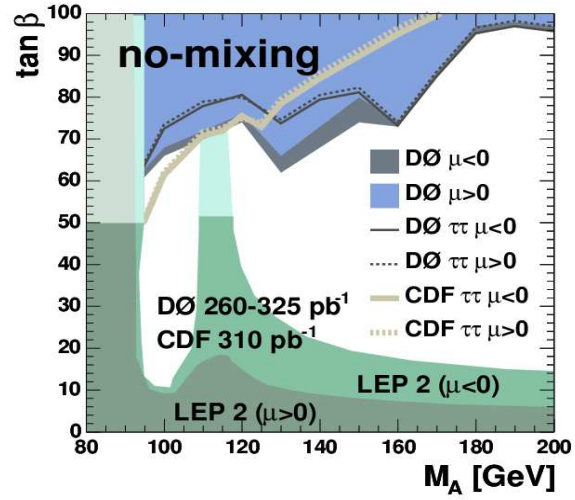
FIG. 1.14 – Limite à 95 % de confiance dans le plan  $\tan \beta - m_A$  pour les deux scénarios du MSSM, sans mélange et de mélange maximal [26].

L'analyse présentée dans ce manuscrit constitue une mise à jour de ces résultats avec notamment un doublement de la luminosité intégrée, ainsi qu'une amélioration de 20 % de l'efficacité d'identifier les jets provenant de quarks beaux.

La recherche  $b\Phi \rightarrow b\bar{b}$  effectuée par DØ avec  $260 \text{ pb}^{-1}$  a été combinée à la recherche du processus  $\Phi \rightarrow \tau\tau$  réalisée par DØ avec  $325 \text{ pb}^{-1}$  [28] et par CDF avec  $310 \text{ pb}^{-1}$  [29], où  $\Phi$  est l'un des bosons de Higgs neutres. Les limites à 95 % de confiance dans le plan  $\tan \beta - m_A$  sont résumées sur la figure 1.15, dans les scénarios de mélanges maximaux et minimaux.



(a) mélange maximal



(b) mélange minimal

FIG. 1.15 – Région d'exclusion à 95 % de confiance, dans le plan  $\tan\beta - m_A$  dans le scénario de mélange maximal (a) et de mélange minimal (b), pour  $\mu = 0.2$  TeV,  $\mu = -0.2$  TeV et  $m_{\text{top}} = 172.7$  GeV. Les résultats obtenus par DØ et CDF via la recherche  $\Phi \rightarrow \tau\tau$  sont montrés, ainsi que le résultat de la combinaison avec la recherche  $b\Phi(\rightarrow b\bar{b})$  effectuée par DØ [26] [28] [29].

## 1.9 Recherche des bosons de Higgs du MSSM au Tevatron

### 1.9.1 Production

Le Tevatron est un collisionneur  $p\bar{p}$  avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV permettant la recherche des bosons de Higgs neutres du MSSM.

Dans le modèle standard, la section efficace de production du boson de Higgs en association avec les quarks beaux est petite à cause de la petite valeur du couplage de Yukawa  $g_{bbH} = m_b/v \approx 0.02$ . Mais dans le MSSM, le couplage de Yukawa est augmenté d'un facteur  $\tan\beta$  par rapport à celui du modèle standard (dans les limites de découplage et d'antidécouplage). Ainsi, si  $\tan\beta$  est grand, la production de bosons de Higgs en association avec des quarks beaux est le mécanisme de production dominant des bosons de Higgs neutres.

Au premier ordre, la production de bosons de Higgs associée à des quarks beaux se fait via le processus  $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}h/H/A$ , comme illustré sur la figure 1.16 (a). Cette approche sans quark beau dans l'état initial est appelée schéma à quatre saveurs. Cependant, les corrections NLO à ce processus sont très grandes [32] car l'intégration sur l'espace de phase des quarks beaux finaux génère de grandes contributions logarithmiques de la forme  $\Lambda = \log(m_H^2/m_b^2)$ .

Afin de stabiliser ces corrections, ces logarithmes sont resommés en utilisant les fonctions de distribution des partons beaux. Cette approche est appelée schéma à cinq saveurs et correspond au premier ordre au processus  $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow h/H/A$ .

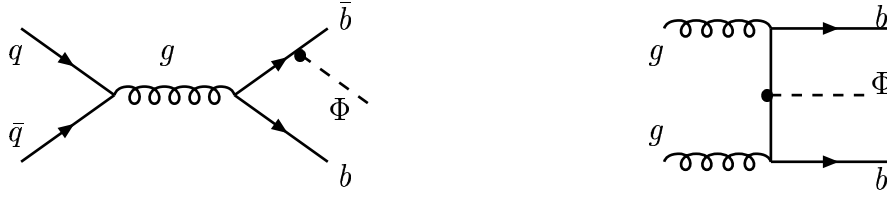
Cependant, lorsqu'un des jets accompagnant le boson de Higgs est étiqueté b, le processus dominant de l'approche à cinq saveurs est  $p\bar{p} \rightarrow bg \rightarrow bh/H/A$ , comme représenté sur la figure 1.16 (b). On peut ici remarquer que si nous demandions non un mais deux des jets accompagnant le boson de Higgs étiquetés b, le processus dominant serait  $p\bar{p} \rightarrow gg \rightarrow b\bar{b}h/H/A$ .

La figure 1.17 montre la section efficace de production au second ordre de bosons de Higgs associée à un ou deux quarks beaux. Elle est calculée dans le modèle standard, mais peut être généralisée au MSSM en remplaçant les couplages de Yukawa du top et du bottom dans le modèle standard par ceux du MSSM. En première approximation, il suffit de multiplier la section efficace du modèle standard par un facteur  $\tan^2\beta$  pour obtenir la section efficace de production de A et de h dans la limite de découplage ou de H dans la limite d'antidécouplage. Le boson de Higgs restant (H dans la limite de découplage et h dans la limite d'antidécouplage) a les mêmes couplages que le boson de Higgs du modèle standard et la section efficace de production de celui-ci associée à des quarks beaux est faible comparée à la production associée des deux autres. Ainsi, la section efficace de production de Higgs neutres associée à des b est toujours égale à deux fois celle de production associée de A.

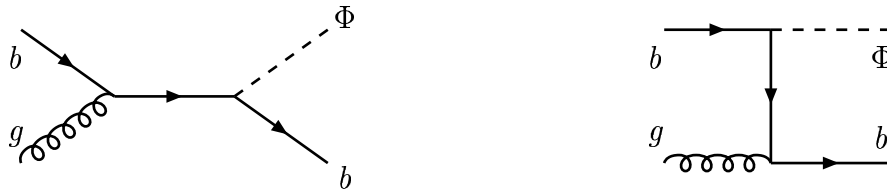
Les corrections radiatives au second ordre, comme l'émission de gluons, modifient la cinématique des processus des schémas à quatre et cinq saveurs de telle manière que ces différents processus ne peuvent être distingués à partir du second ordre [31] [30] [33]. Cette propriété était prévisible puisque les processus des schémas à quatre et cinq saveurs représentent des développements perturbatifs différents d'un même processus physique.

### Largeur et rapport d'embranchement

Les largeurs et rapports d'embranchement des bosons de Higgs neutres ont été calculés avec le programme **FeynHiggs** pour  $\tan\beta = 10, 30$  et 50 dans le scénario de mélange maximal avec



(a) Schéma à quatre saveurs. La production gg domine.



(b) Schéma à cinq saveurs.

FIG. 1.16 – Diagrammes de Feynman pour la production associée de bosons de Higgs neutres du MSSM avec des quarks beaux au premier ordre.  $\Phi$  est un des trois bosons de Higgs neutres  $h$ ,  $H$  et  $A$ .

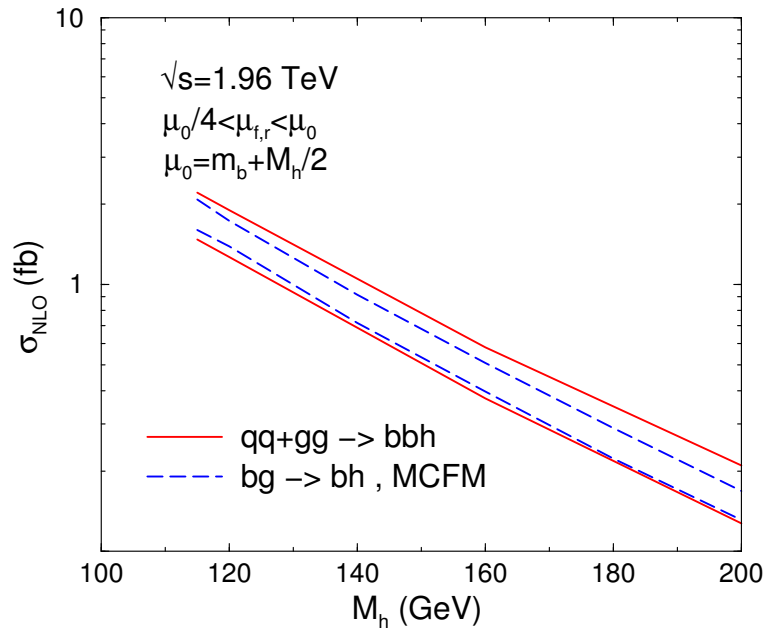


FIG. 1.17 – Section efficace de production du processus  $p\bar{p} \rightarrow b(\bar{b})h$  dans le modèle standard en fonction de  $m_H$ . La courbe solide correspond au schéma à quatre saveurs, la courbe en pointillé celui à cinq saveurs. [30]

$\mu > 0$ . Les largeurs sont présentées sur la figure 1.18. Elles sont plus faibles que la résolution du

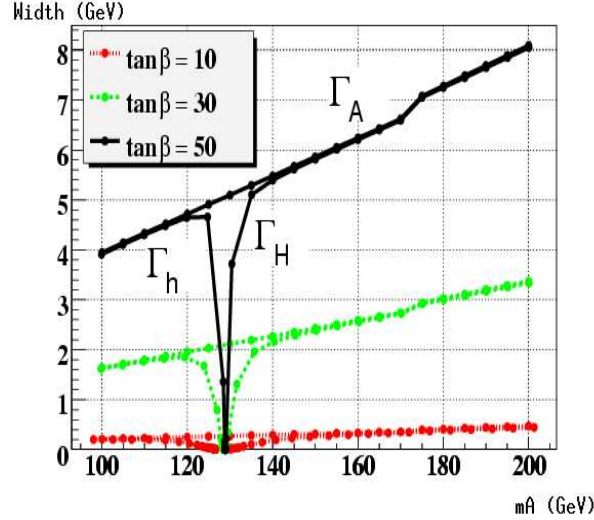


FIG. 1.18 – Largeur des bosons de Higgs A, h et H pour trois valeurs de  $\tan\beta$  : 10, 30 et 50 dans le scénario de mélange maximal. Les calculs ont été réalisés avec le programme **FeynHiggs**.

détecteur ( $\approx 20\text{GeV}$ ) pour  $\tan\beta \leq 100$  si  $\mu > 0$ , par contre, elles peuvent devenir très grandes ( $\geq 100\text{ GeV}$ ) si  $\mu < 0$ . La section 5.6 étudie l'impact de la largeur des bosons de Higgs sur la recherche de leur production associée. On peut noter ici que les sections efficaces de production de h, H ou A tout comme leur largeur sont directement proportionnelles à leur couplage aux quarks beaux, c'est-à-dire en première approximation à  $\tan\beta$ .

Les rapports d'embranchement de h, H et A sont représentés sur la figure 1.19. Les bosons de Higgs neutres se désintègrent dans environ 90 % des cas en une paire de quarks beaux, leur couplage aux quarks beaux étant grand pour de grandes valeurs de  $\tan\beta$  et en paire de taus dans environ 10 % des cas. Ce manuscrit présente la recherche de la production associée de bosons de Higgs neutres avec une désintégration des bosons de Higgs en une paire de quarks beaux. Un état final à trois ou quatre jets provenant de quarks beaux est donc recherché. Une recherche de production associée avec une désintégration des bosons de Higgs en  $\tau^+\tau^-$  a aussi été réalisée à DØ.

## 1.10 Simulations

### 1.10.1 Simulation du signal $h^0 b(\bar{b})$

La simulation de la production associée de Higgs avec des quarks beaux est réalisée avec le programme **PYTHIA** [34] qui est un générateur au premier ordre. Il faut choisir un des deux schémas afin d'éviter le double comptage d'un grand nombre d'événements, tout en vérifiant que la cinématique des deux schémas est proche même au premier ordre. Lorsqu'il n'y a pas de radiation initiale et finale, le quark beau qui ne radie pas le Higgs a des propriétés très différentes suivant le schéma, comme représenté sur la figure 1.20 en haut à droite. Mais par contre lorsque l'on ajoute les radiations initiales et finales, la cinématique des processus de deux schémas est très similaire, comme on peut le voir sur la figure 1.20 en bas. Comme le calcul

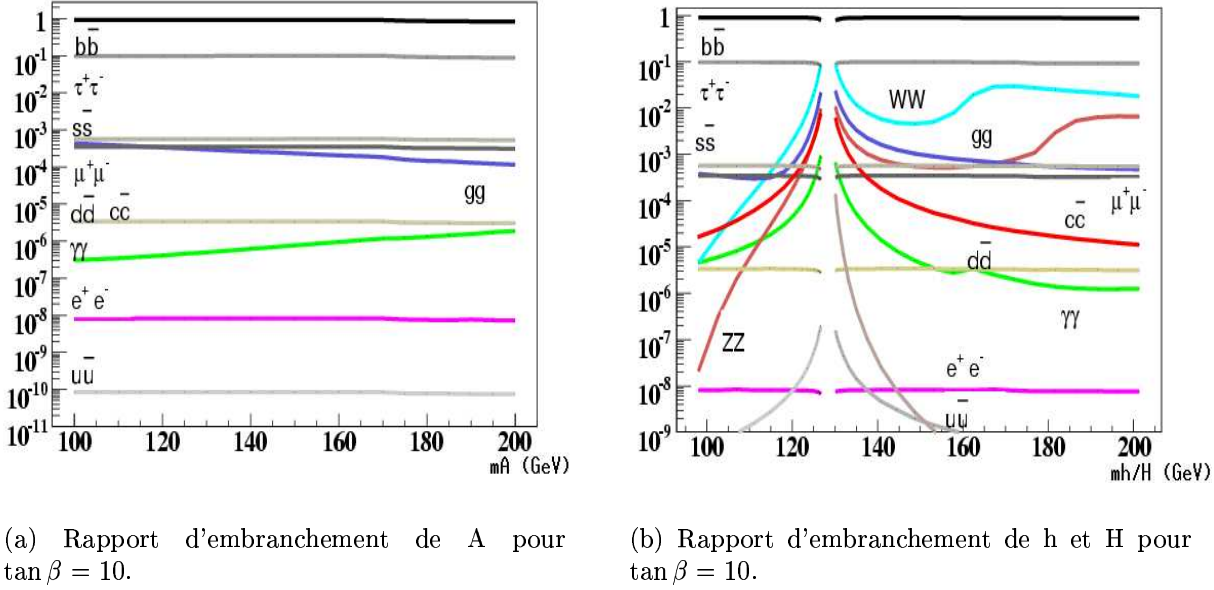


FIG. 1.19 – Rapports d'embranchement des bosons de Higgs neutres A, h et H. Les calculs ont été réalisés avec le programme **FeynHiggs**.

au second ordre de la section efficace de production du processus du schéma à cinq saveurs est plus simple et souffre de moins d'incertitudes, nous avons choisi de simuler les événements dans le schéma à cinq saveurs.

Cependant, le processus  $gb \rightarrow hb$  ayant été calculé au second ordre, comme nous l'avons vu précédemment, la simulation obtenue avec le programme **PYTHIA** doit être corrigée. Le programme **MCFM** [37] est utilisé pour le calcul de ces corrections. Nous utilisons la section efficace de production du processus  $gb \rightarrow hb$  obtenue avec le programme **MCFM** et non celle donnée par le programme **PYTHIA**. De plus, nous corrigeons aussi l'acceptance expérimentale du signal en pondérant chaque événement de signal simulé suivant ses paramètres cinématiques  $(p_T, \eta)$ .

### Simulation du processus $gb \rightarrow hb$ avec le programme MCFM

Les sections efficaces de **MCFM** ont été calculées en utilisant les fonctions de distribution des partons suivantes : CTQE6L pour les calculs au premier ordre, CTQE6M pour les calculs au second ordre. Les coupures  $p_T > 15 \text{ GeV}/c$  et  $|\eta| < 2.5$  sont appliquées à tous les partons finaux afin de reproduire l'acceptance expérimentale. Ces coupures cinématiques sont aussi utilisées dans notre simulation avec le programme **PYTHIA**.

Le choix des échelles de renormalisation  $\mu_R$  et de factorisation  $\mu_F$  utilisées dans la simulation **MCFM** a été étudié dans [38]. Elles sont fixés ici à  $\mu \equiv \mu_R = \mu_F = (2m_b + m_h)/4$ . La dépendance de la section efficace avec les échelles de renormalisation et de factorisation est incluse dans les erreurs systématiques en variant ces échelles de  $\mu/2$  à  $2\mu$ . Le tableau 1.2 résume les résultats obtenus au premier et second ordre.

Le tableau 1.2 montre aussi les résultats obtenus avec la paramétrisation CTEQ5 utilisée



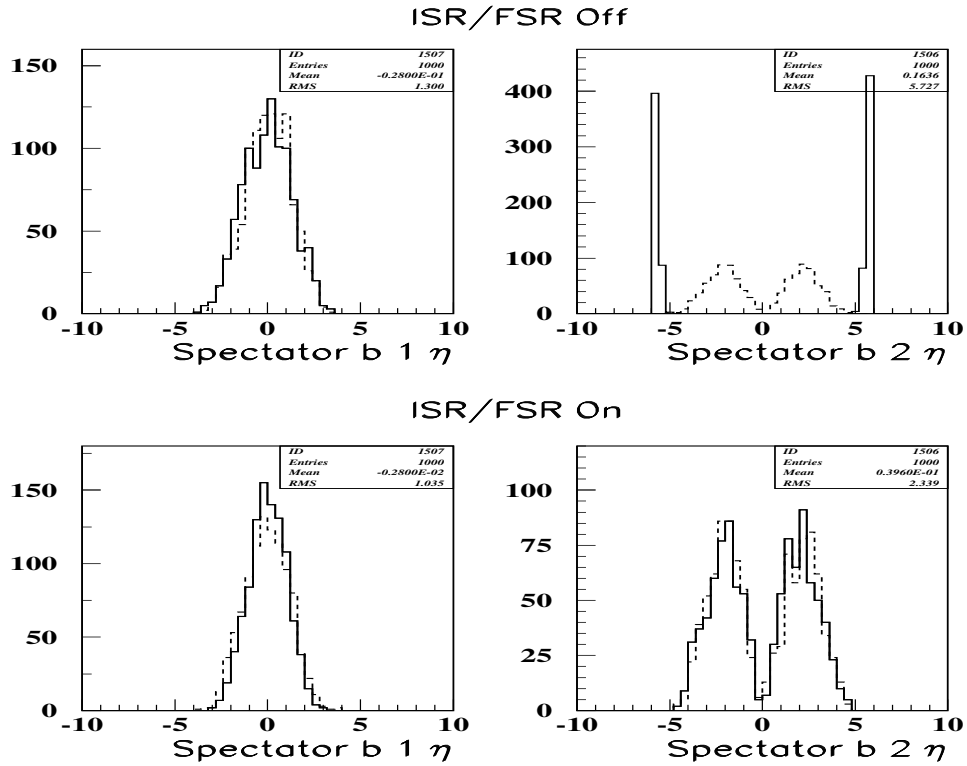


FIG. 1.20 – Comparaison de la distribution de la pseudo-rapidity  $\eta$  des quarks b accompagnant le boson de Higgs dans le schéma à quatre saveurs (ligne en pointillée) et à cinq saveurs (ligne solide) obtenue avec le programme **PYTHIA** lorsqu'il n'y a pas de radiation initiale et finale (haut) et lorsqu'il y a des radiations initiales et finales (bas). [35]

dans l'analyse précédente présentée en section 1.8.2. Les sections efficaces sont environ 20 % plus grandes qu'avec la paramétrisation CTEQ6. Afin de calculer l'incertitude associée aux fonctions de distributions de partons, 40 ensembles différents de ces fonctions, fournis par la collaboration CTEQ ont été utilisés. Cette étude n'a été réalisée que pour un boson de Higgs de 100 GeV, et les résultats sont montrés sur la figure 1.21.

L'incertitude systématique totale est la somme quadratique de toutes les variations. Ceci aboutit à une incertitude de  $-10.2\%$ ,  $+13.3\%$ . Nous utiliserons par souci de simplicité une incertitude de  $\pm 11.7\%$ .

### Cinématique du boson de Higgs

Afin d'obtenir une acceptation expérimentale correcte, nous devons corriger les distributions  $(p_T, \eta)$  du boson de Higgs des différences dues au calcul NLO. Ceci est fait en pondérant notre simulation **PYTHIA** afin qu'elle reproduise les distributions calculées avec **MCFM**.

La figure 1.22 montre un exemple de la distribution de l'impulsion transverse du boson de Higgs obtenu avec **PYTHIA**, **MCFM** LO et NLO, ainsi que les poids à appliquer (simplement la division des histogrammes **MCFM** NLO et **PYTHIA**). Cet exemple a été obtenu pour un boson de Higgs de 100 GeV.

$m_h$	$\sigma$ LO + cteq6L	$\sigma$ NLO + cteq6M	$\sigma$ NLO + cteq5M
90	8.66	$10.93 \pm 0.05 \pm 0.22$	12.91
100	5.75	$7.28 \pm 0.03 \pm 0.18$	8.74
110	3.89	$5.00 \pm 0.02 \pm 0.08$	6.01
120	2.69	$3.52 \pm 0.01 \pm 0.09$	4.24
140	1.34	$1.78 \pm 0.01 \pm 0.07$	2.17
150	0.96	$1.29 \pm 0.01 \pm 0.05$	1.59
170	0.51	$0.71 \pm 0.01 \pm 0.03$	0.88

TAB. 1.2 – Section efficace de production du processus  $p\bar{p} \rightarrow bH$  dans le modèle standard, en fb. Pour les résultats au second ordre, les premières erreurs sont statistiques, et les secondes sont dues aux valeurs des échelles de normalisation et de factorisation. La dernière colonne montre les résultats obtenus avec la paramétrisation CTEQ5 et permet la comparaison avec les valeurs obtenues pour CTEQ6.

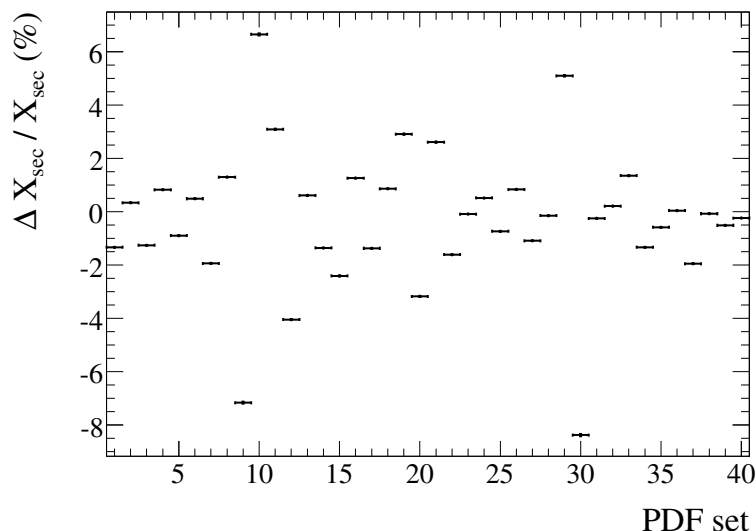


FIG. 1.21 – Variation relative de la section efficace de production du processus  $h^0 b(\bar{b})$  causée par différentes fonctions de distributions des partons provenant de CTEQ6M.

Les poids sont calculés pour des bosons de Higgs de masses 100, 110, 120, 150 et 170 GeV. Pour les trois premières masses, les distributions de **PYTHIA** reproduisent à peu près bien celles de **MCFM** NLO et les poids ont une valeur proche de 1. Par contre, pour les deux autres masses, les distributions sont beaucoup plus proches de **MCFM** LO que de **MCFM** NLO. Les distributions des poids en fonction de  $p_T$  sont montrées sur la figure 1.23, pour toutes les masses des bosons de Higgs étudiées.

La figure 1.24 montre quant à elle un exemple de la distribution de pseudo-rapacité d'un boson de Higgs de 100 GeV, obtenue avec **PYTHIA**, **MCFM** LO et **MCFM** NLO.

La figure 1.25 illustre les poids à appliquer en fonction de  $\eta$  pour les différentes masses de

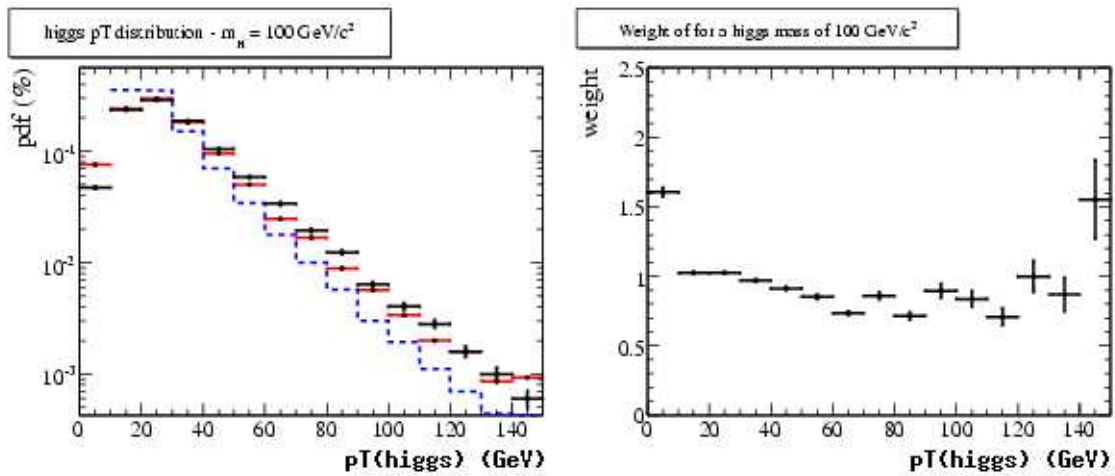


FIG. 1.22 – Gauche : distribution du  $p_T$  du boson de Higgs obtenu avec **PYTHIA** (noir), avec **MCFM** LO (pointillé bleu) et **MCFM** NLO (rouge). Droite : Correction appliquée à notre simulation **PYTHIA**. Exemple pour un boson de Higgs de 100 GeV.

bosons de Higgs étudiées. Nous pouvons remarquer que les distributions en  $\eta$  LO et NLO sont différentes, et **PYTHIA** est plus proche de la distribution LO que de celle NLO. Les facteurs de corrections obtenus sont indiqués sur la figure 1.25.

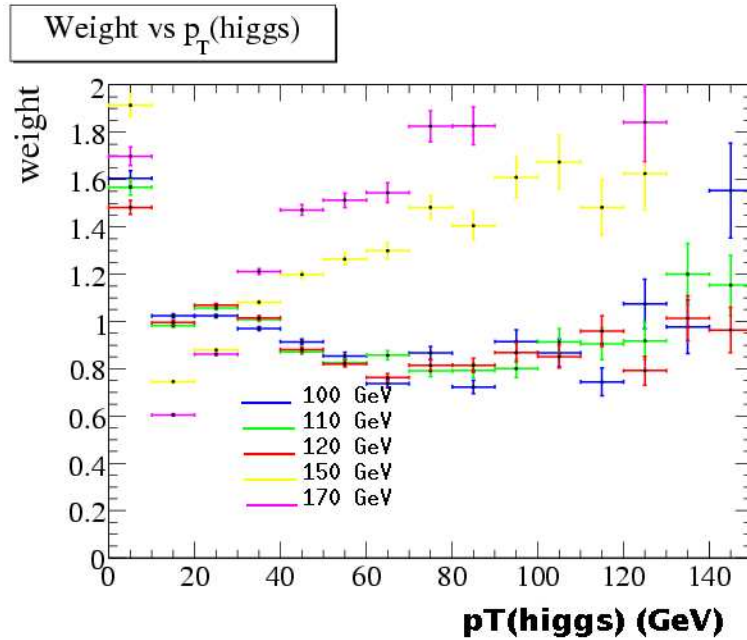


FIG. 1.23 – Distributions des poids en fonction  $p_T$  obtenus pour les masses de bosons de Higgs suivantes : 100 GeV, 110 GeV, 120 GeV, 150 GeV, 170 GeV.

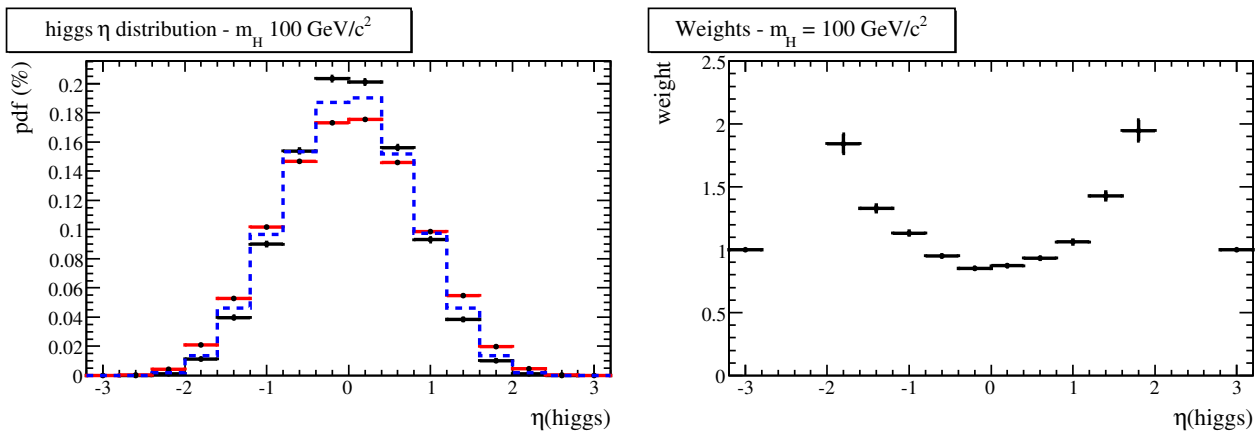


FIG. 1.24 – Gauche : Distribution de la pseudo-rapidité d'un boson de Higgs de 100 GeV dans nos simulations **PYTHIA** (noir), **MCFM LO** (pointillé bleu) et **MCFM NLO** (rouge). Droite : correction appliquée à la simulation **PYTHIA**.

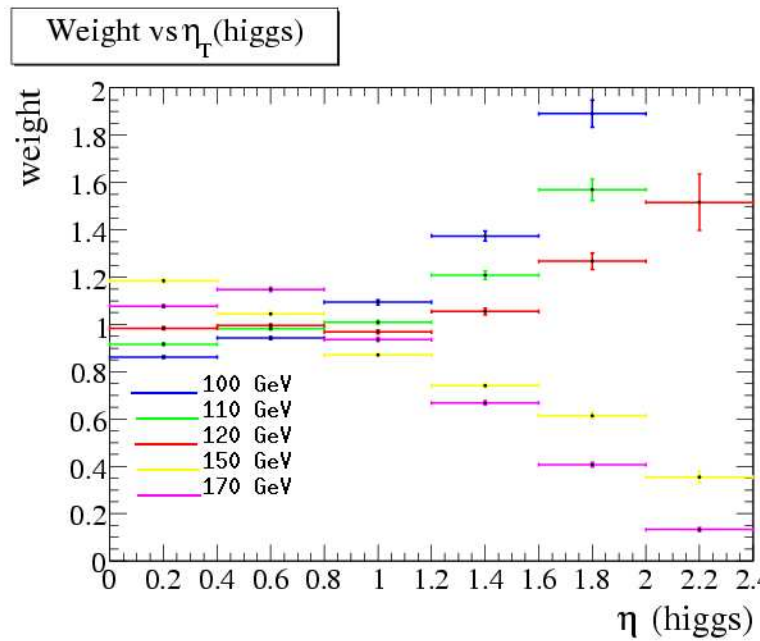


FIG. 1.25 – Distributions des poids en fonction de  $\eta$  obtenus pour les masses de bosons de Higgs suivantes : 100 GeV, 110 GeV, 120 GeV, 150 GeV, 170 GeV.

### 1.10.2 Simulation des événements de bruit de fond

Il est important de souligner ici que le bruit de fond final utilisé dans l'évaluation des limites est obtenu directement à partir des données. Ainsi il n'est en principe pas nécessaire de simuler des événements de bruit de fond. Cependant, il est indispensable de comparer nos données aux simulations de bruit de fond : cela permet de vérifier que nous comprenons nos données (en terme des sources principales de bruit de fond) et que la correction d'échelle d'énergie des jets, leur résolution en énergie, l'étiquetage des jets de b et les efficacités de déclenchement sont bien modélisés dans les simulations.

Les bruits de fond principaux aux états finaux à haute multiplicité en jets de b proviennent des productions multijets QCD (j correspond aux partons légers) :

1.  $p\bar{p} \rightarrow jjj(j)$ ;
2.  $p\bar{p} \rightarrow bj(j)$  (où le second b n'est pas détecté) ;
3.  $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}j(j)$ ;
4.  $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}b(\bar{b})$ .

Les premiers processus sont difficiles à modéliser à cause du grand nombre de diagrammes contribuant à l'état final. Les processus avec production d'au moins deux quarks beaux sont simulés avec **ALPGEN** [39], générateur au premier ordre. Un résumé des sections efficaces obtenues avec **ALPGEN**, ainsi que les coupures cinématiques appliquées au niveau générateur est donné dans le tableau 1.10.2.

Processus	Section Efficace (pb)	Coupure Générateur ( $p_T$ en GeV)
$b\bar{b}jj$ inclusive	2540	$p_T(j) > 15, p_T(b) > 25,  \eta  < 3, \Delta R < 0.4$
$b\bar{b}j$ exclusive	3810	$p_T(j) > 15, p_T(b) > 25,  \eta  < 3, \Delta R < 0.4$
$b\bar{b}b(\bar{b})$ inclusive	120	2b avec $p_T(b) > 25$ 3b avec $p_T(b) > 15$

TAB. 1.3 – Sections efficaces de production des événements de bruits de fond simulés.

Comme montré dans l'analyse  $h^0b(\bar{b})$  précédemment réalisée à  $D\emptyset$ , la simulation d'autres bruits de fond comme la production  $Z + b$  ou  $t\bar{t}$  n'est pas nécessaire (voir [27]).

#### Résumé des échantillons simulés

Le tableau 1.4 fournit le nombre d'événements simulés pour le signal et chaque bruit de fond.

$m_h$	Nombre d'événements	Bruit de fond	Nombre d'événements
100	42287	$b\bar{b}j$	85963
110	43489	$b\bar{b}jj$	297676
120	41798	$b\bar{b}b(\bar{b})$	82700
150	49253		
170	50449		

TAB. 1.4 – Nombre d'événements simulés pour le signal et chaque bruit de fond.

# Chapitre 2

## Le dispositif expérimental

Le TeVatron est un collisionneur de protons et antiprotons situé au laboratoire Fermi dans la banlieue de Chicago. Il a été construit en 1988. Les détecteurs DØ et CDF sont placés autour de celui-ci depuis sa construction, et permettent d'étudier les collisions. Les emplacements de ces deux détecteurs peuvent être vus sur la figure 2.1.



FIG. 2.1 – Vue aérienne du TeVatron et de l'emplacement des détecteurs DØ et CDF.

Pendant la première période de prise de données, aussi appelée Run I, de 1992 à 1996, le TeVatron et les expériences DØ et CDF ont enregistré  $125 \text{ pb}^{-1}$  de données provenant de collisions avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV. Ces données ont conduit à la découverte du quark top en 1995, ainsi qu'à la mesure de sa masse. Elles ont aussi permis la mesure précise de la masse du boson W, l'étude détaillée des couplages des bosons de jauge, l'analyse de la production de jets et l'amélioration des limites sur la production de nouvelle physique, comme la production de leptoquarks ou de particules supersymétriques. Après le succès du Run I, l'accélérateur et les détecteurs ont subi de longues années d'amé-

lioration afin d'augmenter les chances de découvertes de nouvelles particules (comme le boson de Higgs) ou la précision des mesures (comme la précision sur la mesure de la masse du top). Après 5 ans, la nouvelle période de prises de données, appelée Run II, a commencé en mars 2011, avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. La luminosité totale fournie par le TeVatron devrait atteindre entre  $4 \text{ fb}^{-1}$  et  $8 \text{ fb}^{-1}$  [41] au terme du Run II en 2012. Le Run II est divisé en deux périodes, appelées Run IIa et Run IIb, la première période s'étendant de mars 2011 à mars 2012 et la seconde de juin 2012 à fin 2012, après quelques améliorations finales apportées au TeVatron et au détecteur DØ. Ce document étant basé sur les données prises par DØ pendant le Run IIa, seul l'état du TeVatron et du détecteur DØ pendant le Run IIa sera décrit.

Ce chapitre a pour but de présenter les différents sous-détecteurs composant le détecteur DØ après avoir brièvement expliqué le fonctionnement du collisionneur.

## 2.1 Le TeVatron

Le TeVatron est un synchrotron supraconducteur de 6.2 km de circonférence. Une chaîne de sept autres accélérateurs en amont du TeVatron, s'étendant sur plus de 9 km, est nécessaire à la création et l'accélération des protons et antiprotons injectés dans le collisionneur. Un diagramme de l'installation des différents accélérateurs est présenté sur la figure 2.2. Une description détaillée de cette chaîne d'accélération peut être trouvée dans [40] [41] [42] [43]. Dans la suite, seule une brève description est présentée.

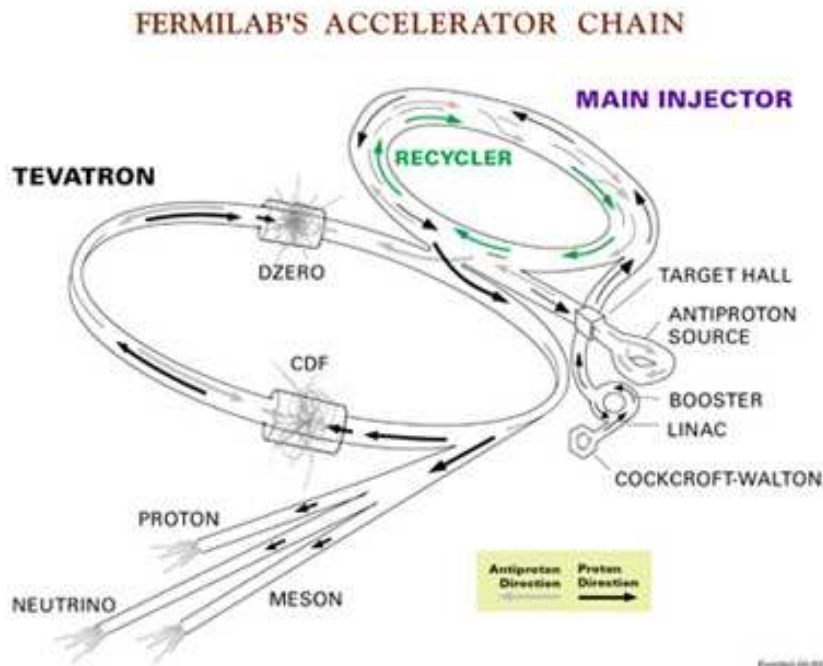


FIG. 2.2 – Le complexe d'accélération de Fermilab.



### 2.1.1 La création du faisceau de protons

La création du faisceau de protons commence dans un récipient d'hydrogène situé dans le préaccélérateur électrostatique Crockroft-Walton, où un champ électrostatique ionise les atomes d'hydrogène en ions hydrogène  $H^-$ . Ces ions sont accélérés à 750 keV par l'accélérateur de Crockroft-Walton, puis injectés dans un accélérateur linéaire à cavité radio-fréquence (*linac*) long de 130 m qui augmente leur énergie jusqu'à 400 MeV. Le faisceau d'ions produit par le *linac* est structuré en paquets espacés de 5 ns contenant 1.5 milliards d'ions.

Les ions sont ensuite dépouillés de leurs électrons en passant à travers une feuille de carbone suffisamment fine pour ne pas perturber leur trajectoire. On obtient ainsi un faisceau de protons.

L'étape suivante est le passage de ces protons dans un synchrotron, appelé *booster*, d'où ils sortent avec une énergie de 8 GeV après 0.033 s et 16 000 tours. Le *booster* est le premier synchrotron des six présents dans la chaîne d'accélération. Il mesure 475 m de circonférence.

A la sortie du *booster*, les protons sont injectés dans le second synchrotron de la chaîne, de circonférence de 3320 m, l'*injecteur principal* où ils atteignent une énergie de 150 GeV en 4 s, énergie à laquelle ils sont transférés de l'*injecteur principal* vers le TeVatron. L'*injecteur principal* permet de produire un faisceau structuré en paquet, chaque paquet contenant  $2.7 \times 10^{11}$  protons. Trois cycles dans l'*injecteur principal* sont nécessaires pour remplir le TeVatron (contre 9 cycles pour les antiprotons).

### 2.1.2 La création du faisceau d'antiprotons

Le processus de création du faisceau d'antiprotons est représenté sur la figure 2.3 (a).

L'*injecteur principal* produit des antiprotons en envoyant toutes les 1.5 s des protons de 120 GeV sur une cible en nickel située à l'intérieur de la "*station cible*". A chaque collision, des antiprotons de 8 GeV sont produits avec un rendement très faible : pour  $10^7$  protons collisionnés, seul un antiproton est produit.

Comme beaucoup d'autres particules sont aussi produites, les antiprotons sont filtrés à l'aide de lentilles de lithium (voir figure 2.3 (b)).

Ces antiprotons conservent la structure en paquet des protons initiaux, mais avec une grande dispersion en énergie. C'est pourquoi les antiprotons sont injectés dans un troisième synchrotron, le *debuncher* dans le but d'uniformiser leur énergie. Ceci se fait au prix d'un étalement en temps et donc d'une perte de la structure en paquet.

Les antiprotons sont ensuite stockés dans un quatrième synchrotron, l'*accumulateur*, où ils conservent leur énergie de 8 GeV et sont regroupés en paquet. Lorsque suffisamment d'antiprotons ont été accumulés, typiquement  $150 - 200 \times 10^{10}$  antiprotons, 36 paquets de protons provenant de l'*injecteur principal* sont injectés dans le TeVatron. Puis les antiprotons sont transférés par groupe de 4 paquets à l'*injecteur principal*, où ils sont accélérés à 150 GeV et injectés dans le TeVatron. Lorsque 36 paquets d'antiprotons ont été injectés, le TeVatron accélère les protons et les antiprotons jusqu'à 980 GeV.

Un cycle de production d'un faisceau utilisable de protons et d'antiprotons dure environ huit heures. La dernière pièce du dispositif est le *recycleur*, utilisé pour stocker les antiprotons restant dans le TeVatron à la fin d'un cycle de collisions, ou ceux provenant de l'*accumulateur* lorsque celui-ci est saturé. Les performances du *recycleur* seront bientôt améliorées à l'aide

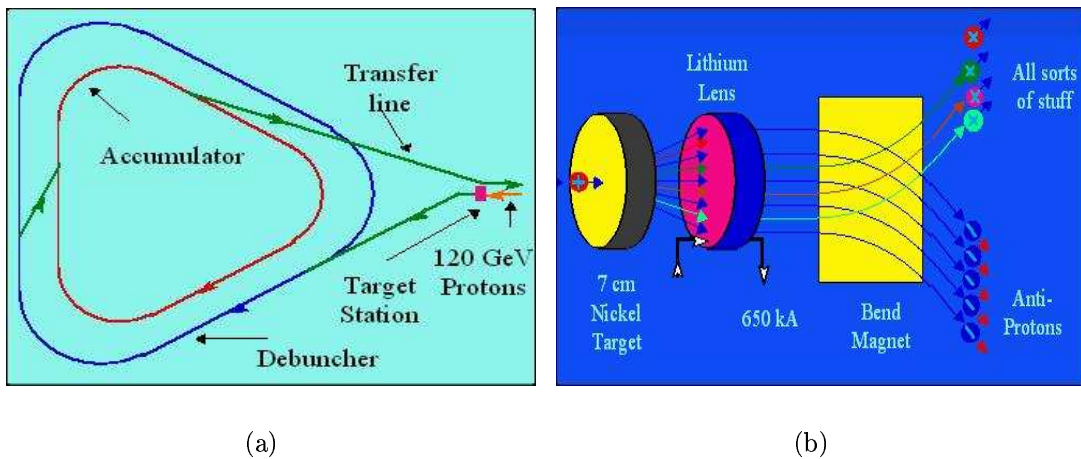


FIG. 2.3 – (a) Schéma du processus de création du faisceau d'antiprotons. (b) Filtrage des antiprotons après collision des protons sur la cible en Nickel.

Nombre de paquets : $p \times \bar{p}$	$36 \times 36$
Protons/paquet	$2.7 \times 10^{11}$
Antiprotons/paquet	$3.0 \times 10^{10}$
Taux de production de $\bar{p}$ /heure	$6.2 \times 10^{10}$
Energie/faisceau	980 GeV
Espacement des paquets	396 ns
Longueur des paquets	0.37 m
Luminosité instantanée maximale	$\approx 150 \times 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Nombre d'interactions/croisement	$\approx 2.3$

TAB. 2.1 – Paramètres du Tevatron pour le Run IIa.

d'un système de refroidissement utilisant des électrons : un faisceau d'électrons est envoyé sur le faisceau d'antiprotons circulant dans le *recycleur*. Les électrons permettent de refroidir et de focaliser le faisceau d'antiprotons, pouvant ainsi offrir une augmentation de la luminosité d'un facteur 2.

### 2.1.3 Le collisionneur

Les faisceaux de protons et d'antiprotons sont injectés dans le Tevatron. Le processus d'injection dure environ deux heures. Le collisionneur est un anneau de 1 km de rayon, permettant d'accélérer les faisceaux jusqu'à 980 GeV à l'aide de 8 cavités radio-fréquences. Des aimants superconducteurs, aux nombres de 950 (772 dipôles et 180 quadrupôles), sont répartis tout autour de l'anneau, et permettent à la fois de guider le faisceau sur une orbite circulaire et de le focaliser.

Les faisceaux de protons et d'antiprotons sont composés de 36 paquets répartis sur 3 trains espacés de  $2.6 \mu\text{s}$ . Chaque paquet est séparé de ses voisins de 396 ns. Un résumé des paramètres du Tevatron utilisés pour le Run IIa est présenté dans le tableau 2.1.

Une fois les protons et antiprotons injectés dans le TeVatron, le halo présent autour du faisceau, composé des protons et des antiprotons suivant une trajectoire irrégulière autour du centre du faisceau, est atténué à l'aide de collimateurs. Un *store* peut alors commencer, et les collisions sont enregistrées pendant typiquement 20 heures.

## 2.2 Le détecteur DØ du Run Iia

Le détecteur DØ est composé comme beaucoup de détecteurs de physique des particules de sous-systèmes coaxiaux entourant l'emplacement où se collisionnent les protons et antiprotons. Il a été conçu afin d'identifier les particules produites lors de la collision d'un proton contre un antiproton et de mesurer précisément leur impulsion. Pour se faire, le détecteur DØ est constitué de trois sous-systèmes. Au coeur du détecteur, un détecteur de traces enregistre l'angle d'émission des particules chargées ainsi que leur impulsion transverse. Entourant ce premier détecteur, un calorimètre à uranium et argon liquide mesure l'énergie des particules électromagnétiques et hadroniques. Enfin, le système à muon est placé à l'extérieur du calorimètre et permet de détecter les muons fugitifs et de mesurer leur impulsion. Un diagramme complet du détecteur est présentée figure 2.4. Une description détaillée de DØ est disponible dans [44].

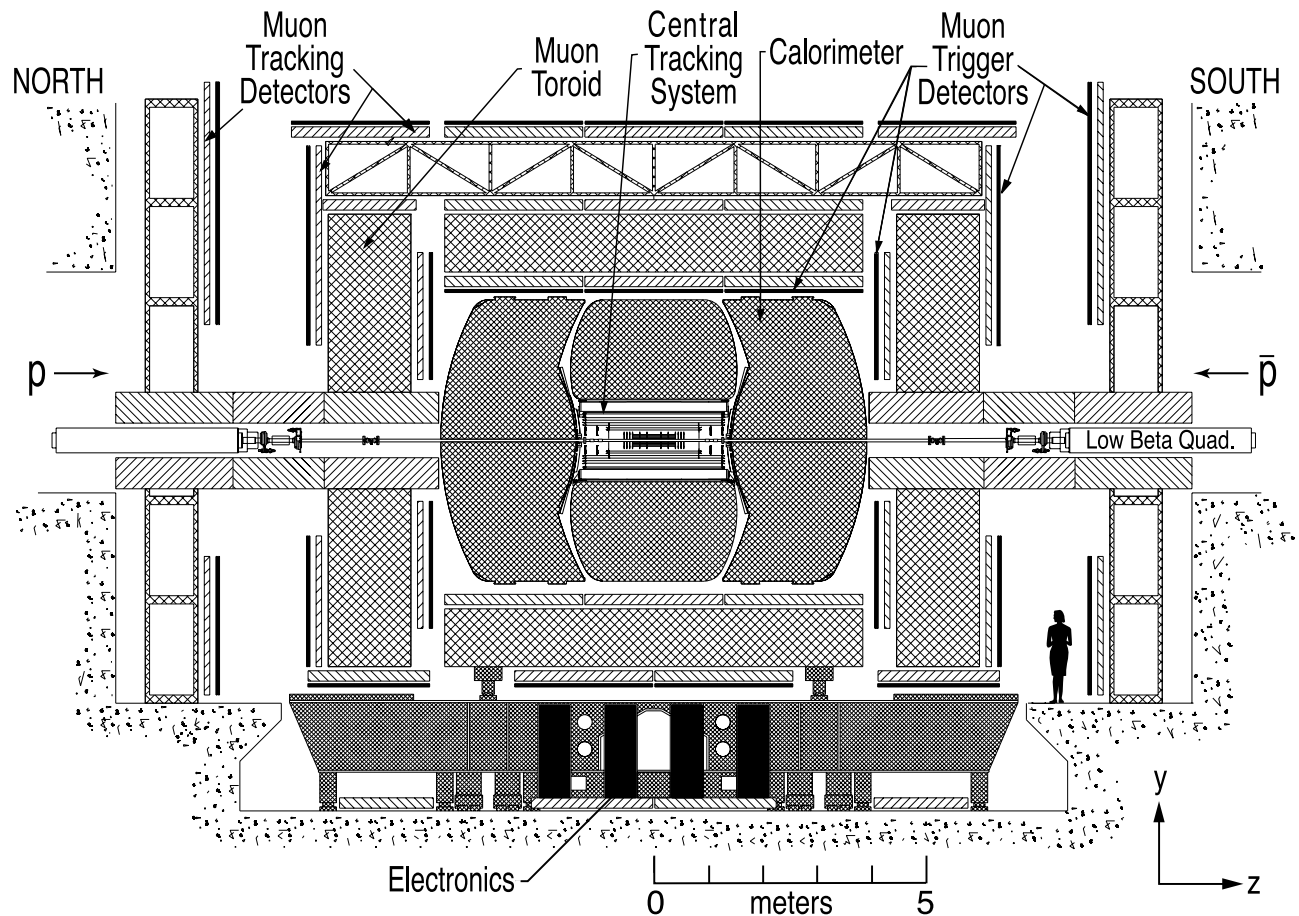


FIG. 2.4 – Diagramme du détecteur DØ du Run II, comme installé dans le hall d'assemblage, vu de l'intérieur du TeVatron. L'axe  $+z$  est dirigé vers la droite, l'axe  $+y$  vers le haut, et l'axe  $+x$  vers le lecteur.

### 2.2.1 Unités et coordonnées

Le système de coordonnées de  $D\emptyset$  forme un trièdre direct centré sur le centre  $O$  du détecteur, où l'axe  $Oz$  est aligné avec la direction du faisceau de telle sorte que les protons affluent vers les  $z$  positifs. L'axe  $Oy$  est l'axe vertical, alors que l'axe  $Ox$  est dirigé horizontalement vers le centre du TeVatron.

Un autre système de coordonnées utilisé dans  $D\emptyset$  est le système de coordonnées sphériques standard,  $r$ ,  $\phi$  et  $\theta$  avec :

- la coordonnée  $r$  la distance perpendiculaire entre le point considéré et l'axe  $Oz$  :  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  ;
- la coordonnée  $\phi$  l'angle azimuthal :  $\phi = \arctan \frac{y}{x}$ ,  $\phi \in [0, 2\phi]$  ;
- la coordonnée  $\theta$  l'angle polaire :  $\theta = \arccos \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$ .

Dans les collisionneurs hadroniques, les partons interagissant lors de la collision possèdent une fraction inconnue de l'énergie du proton et de l'antiproton incidents. Par conséquent, seules des quantités invariantes lors d'une transformation de Lorentz le long de l'axe  $z$  sont utilisées :

- $p_T = p \sin \theta$  : composante transverse de l'impulsion
- $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}$  : la rapidité. Lorsque les particules ont une masse négligeable, comme c'est le cas aux énergies auxquelles on travaille, la rapidité tend vers la pseudo-rapacité  $\eta$  définie par  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ . Par extrapolation cette variable angulaire permet de repérer les éléments du détecteur, elle est alors notée  $\eta^{\text{det}}$ .

### 2.2.2 Le détecteur de traces

Une bonne détection des traces des particules chargées est essentielle pour l'étiquetage des jets provenant des quarks  $b$ , comme on le verra dans la section 3.5.9.0.

Le détecteur de traces est formé de deux sous-systèmes :

- le détecteur de vertex, composé de micro-pistes en silicium, appelé *Silicon Microstrip Tracker (SMT)* ;
- le détecteur de traces centrales à fibres scintillantes, appelé *Central Fiber Tracker (CFT)*.

Ces détecteurs sont plongés dans un champ magnétique uniforme  $B$  de 2 T (créé par un solénoïde) afin de mesurer l'impulsion transverse des particules chargées, obtenue par la formule :

$$p_T[\text{GeV}] \approx 0.3 \times r[\text{m}] \times B[\text{T}].$$

Un diagramme complet du détecteur de traces est présenté figure 2.5.

L'ensemble du détecteur permet de détecter le point d'interaction avec une résolution de  $35 \mu\text{m}$  le long de l'axe  $Oz$  et de  $10 \mu\text{m}$  dans le plan transverse.

La résolution sur l'impulsion des traces dans les données pour  $\eta_{\text{trace}} = 0$  vaut [45] :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{S^2 + (C \times p_T)^2} \quad (2.1)$$

où  $S$  vaut 0.015 et  $C$  est égal à  $0.0014 \text{ GeV}^{-1}$ .

Ces deux sous-systèmes fournissent l'information sur les traces au système de déclenchement, décrit dans la section 2.2.7 :

- le *SMT* transmet des signaux analogiques aux niveaux 2 et 3 du système de déclenchement, et permet ainsi d'utiliser des conditions de déclenchement sur le contenu en quarks  $b$  de l'événement.

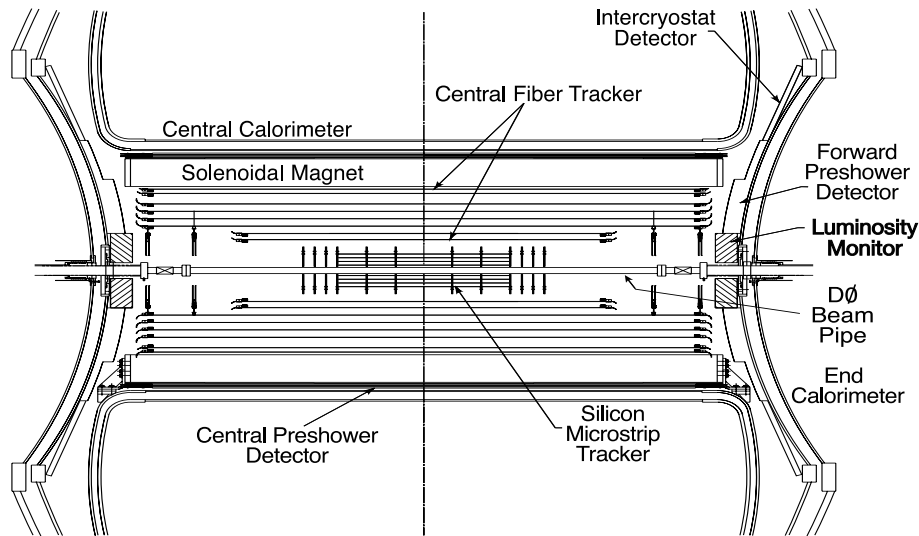


FIG. 2.5 – Diagramme du détecteur de traces. On peut aussi voir le solénoïde, le détecteur de pieds de gerbe et les détecteurs de luminosité.

- le *CFT* transmet un signal rapide au niveau 1 du système de déclenchement, permettant la sélection d'événements avec un nombre de traces d'impulsion supérieure à une valeur spécifiée (au minimum égale à 1.5 GeV). Ces traces candidates au niveau 1 sont ensuite utilisées au niveau 2 et niveau 3, et complètent l'information du *SMT* à ces mêmes niveaux.

La suite de cette section présente une description plus détaillée du *SMT*, du *CFT* et du solénoïde.

### Le détecteur de vertex

Le *SMT* fournit une détection des traces et des vertex en couvrant à peu près la même région que le calorimètre et le système à muon ( $|\eta^{\text{det}}| \leq 3$ ). La conception du détecteur, de son électronique et de son refroidissement a été dictée par les contraintes expérimentales. Ainsi la longueur de la région d'interaction ( $\approx 25$  cm) fixe la longueur du *SMT*. De plus, lorsque la région d'interaction est longue, il est difficile de créer des détecteurs tels que les traces arrivent perpendiculairement à la surface de ceux-ci quelle que soit la valeur de  $\eta$ . C'est pourquoi le *SMT* est composé de deux types d'éléments : des cylindres dont la fonction première est la mesure de la coordonnée dans le plan  $r - \phi$  et des disques mesurant les coordonnées  $r - z$  et  $r - \phi$ . Ainsi les vertex de la désintégration de particules avec de grandes valeurs de  $\eta$  sont reconstruits en trois dimensions par les disques, alors que ceux provenant de particules avec de petites valeurs de  $\eta$  sont mesurés par les cylindres et le *CFT*.

Une vue en trois dimensions du *SMT* est représentée sur la figure 2.6. On peut notamment voir les six cylindres et les douze disques de la région centrale (disque F), ainsi que les quatre disques des extrémités (disques H). Les cylindres et les disques possèdent les caractéristiques suivantes :

- **les cylindres :**

Ils sont au nombre de six, de longueur 12 cm chacun. Ils couvrent la région  $|\eta^{\text{det}}| \leq 2$ . Chaque cylindre est composé de quatre couches distantes de 2.7, 4.5, 6.6 et 9.4 cm de

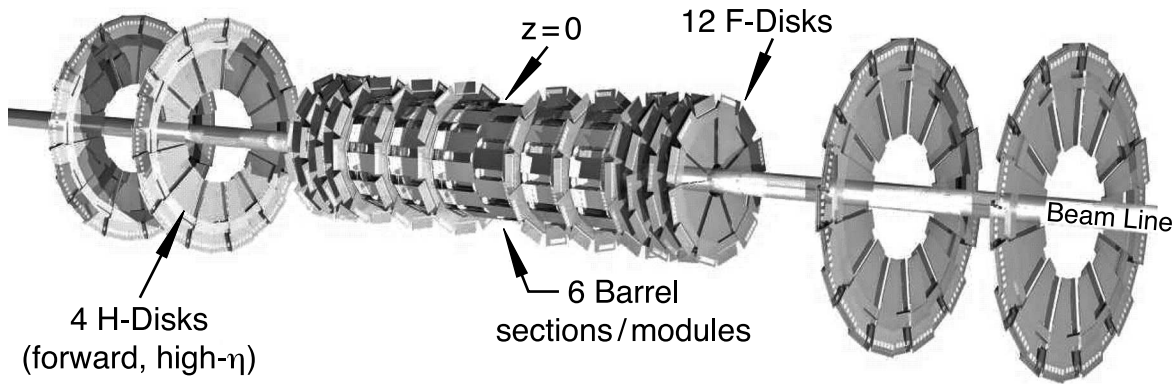


FIG. 2.6 – Vue en trois dimensions du *SMT*.

l'axe du faisceau. Ces quatre couches peuvent être vues sur la figure 2.7.

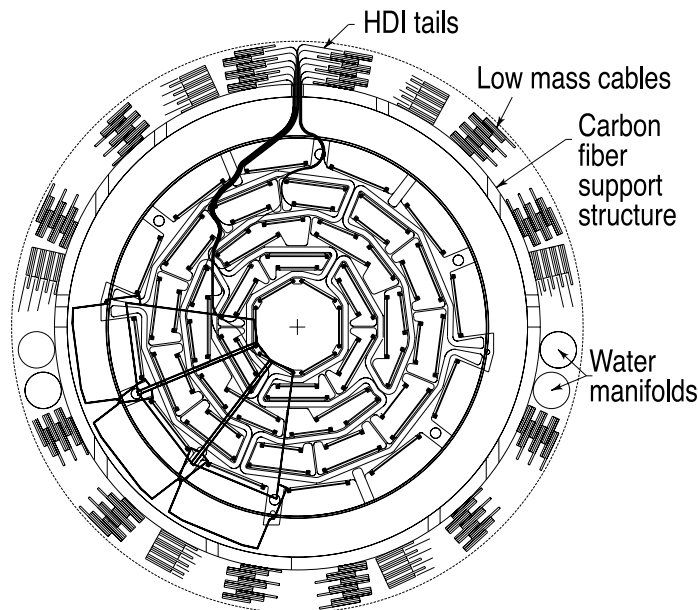


FIG. 2.7 – Section dans le plan transverse des cylindres du *SMT*.

Les couches 1 et 2 possèdent douze capteurs à micropistes en silicium alors que les couches 3 et 4 en possèdent 24 chacune, ce qui donne un total de 432 capteurs présents sur les cylindres du *SMT*. Les capteurs des couches 2 et 4 de tous les cylindres possèdent deux faces : les pistes de la première sont parallèles à l'axe du faisceau, alors que les pistes de la seconde forment un angle de  $2^\circ$  avec cet axe, permettant une reconstruction des points d'impact en trois dimensions. Les couches 1 et 3 des quatre cylindres centraux possèdent également des modules double-face, mais avec un angle entre les pistes de la deuxième face de  $90^\circ$ .

– **les disques :**

Comme le montre la figure 2.6, il en existe deux types :

1. les disques F : ils sont intercalés entre les cylindres et à leur extrémité, positionnés à  $|z|=12.5, 38.2, 43.1, 48.1$  et  $53.1$  cm. Ils ont un rayon interne de 2.57 cm et externe

de 9.96 cm. Ces disques sont composés de douze capteurs en silicium trapézoïdaux double-face à micropistes en silicium, formant un angle de  $30^\circ$  entre eux, donnant un total de 144 capteurs ;

2. les disques H : conçus pour détecter les particules avec une grande pseudo-rapacité ( $2 < |\eta^{\text{det}}| < 3$ ), ils sont au nombre de quatre, placés aux deux extrémités du *SMT* ( $|z|=100.4$  et  $121$  cm). Ils ont un rayon interne de 9.5 cm et externe de 26 cm. Chaque disque est composé de 24 paires de capteurs trapézoïdaux simples faces à micropistes en silicium associés dos à dos, chaque paire formant un angle de  $15^\circ$  entre elles, donnant un total de 96 capteurs.

Les micro-pistes en silicium ont une durée de vie finie à cause des radiations, limitant l'exposition maximale du *SMT* à une luminosité intégrée comprise entre  $3.5$  et  $6 \text{ fb}^{-1}$ . Au moment où est écrit ce document, sur les 793 000 voies de lecture du *SMT*, 89 % sont fonctionnelles. Mais le TeVatron pourrait accumuler plus de  $6 \text{ fb}^{-1}$  avant 2009, c'est pourquoi une couche supplémentaire de silicium, appelée *layer0*, va être ajoutée au *SMT* pour le Run IIB [47].

Le *SMT* permet d'atteindre une précision spatiale de  $10 \mu\text{m}$  dans le plan transverse, de  $40 \mu\text{m}$  pour les capteurs parallèles au faisceau et de  $450 \mu\text{m}$  pour ceux formant un angle de  $2^\circ$  avec celui-ci.

Afin de ne pas endommager le silicium, le tout est refroidi à moins de  $15^\circ\text{C}$  par un mélange d'eau et de glycérol à  $-10^\circ\text{C}$  circulant dans des supports en béryllium.

### Le détecteur à fibres scintillantes

Le *CFT* couvre la région  $|\eta|^{\text{det}} \leq 2$ , et possède 76 800 voies de lectures.

Le *CFT* est composé de fibres scintillantes assemblées sur huit cylindres concentriques, de rayon compris entre 20 cm et 52 cm, comme illustré sur la figure 2.8.

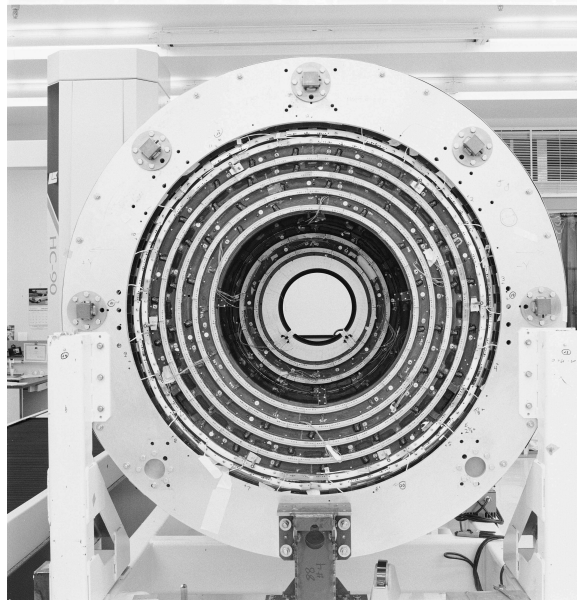


FIG. 2.8 – Vue d'une section transverse du *CFT*.

Les deux cylindres intérieurs mesurent 1.66 m de long et les six restants mesurent 2.52 m. Ils sont fabriqués en fibres de carbone imprégnées à 40 % de résine. Chaque cylindre possède

deux couches de fibres scintillantes. Les fibres de la première couche sont parallèles à l'axe du faisceau et celles de la deuxième couche forment un angle de  $\pm 3^\circ$  par rapport au faisceau pour une mesure du point d'impact en trois dimensions.

Les fibres scintillantes sont couplées à des guides d'onde en fibres transparentes qui conduisent la lumière de scintillation aux photodétecteurs (*Visible Light Photon Counter (VLPC)*) convertissant les photons en signaux électriques. Les guides d'onde ont une longueur de 7.8 m lorsqu'ils sont couplés aux deux cylindres intérieurs, et de 11.9 m sinon. La lumière provenant des fibres scintillantes est recueillie uniquement à une extrémité des fibres. Un miroir en aluminium réfléchissant 85 à 95 % de la lumière est placé à l'autre extrémité. 95 % de la lumière provenant des fibres scintillantes est transmise aux guides d'onde grâce à des connecteurs polis avec soin.

### Caractéristiques des fibres scintillantes et transparentes

Les fibres scintillantes ont un diamètre de  $835 \mu\text{m}$ , tout comme les fibres transparentes des guides d'onde.

Le *CFT* utilise 200 km de fibres scintillantes, et 800 km de fibres transparentes.

Les fibres scintillantes ont la même composition chimique et la même structure que les fibres transparentes, mais contiennent des colorants fluorescents.

Le petit diamètre des fibres scintillantes permet d'obtenir une précision de  $100 \mu\text{m}$  sur la mesure du point d'impact tant que les fibres sont placées avec une précision supérieure à  $50 \mu\text{m}$ .

La demande du déclenchement au niveau 1 a déterminé la conception du *CFT*, particulièrement le placement des fibres scintillantes : un défaut d'alignement des fibres peut être corrigé hors ligne, mais ne peut pas être corrigé en ligne. C'est pourquoi les fibres ont été positionnées avec une précision de  $35 \mu\text{m}$ .

### Caractéristiques des photodétecteurs

Les photodétecteurs détectent les photons issus des guides d'ondes avec une efficacité quantique de 85 % et fournissent une charge proportionnelle au nombre de photons (entre 30 et 60 kilo électrons par photon).

Une particule chargée produit en moyenne 8 photons-électrons par fibre, suivant l'angle entre la fibre et la particule.

Les photodétecteurs fonctionnant à 9 K, l'ensemble du *CFT* est plongé dans un cryostat à hélium liquide.

La précision sur l'alignement final du système *SMT-CFT* est de  $10 \mu\text{m}$ .

### Le solénoïde

Cet aimant supraconducteur a été conçu pour optimiser la précision sur la mesure de l'impulsion des traces ainsi que leur reconnaissance et a été ajouté pour le Run II.

La taille totale de l'aimant a été déterminée par l'espace disponible à l'intérieur du calorimètre central : 2.73 m de longueur et 1.42 m de diamètre. Il fournit un champ magnétique de 2 T avec une homogénéité de 0.5 %, et fonctionne à une température de 10 K. La cartographie du champ est présentée sur la figure 2.9



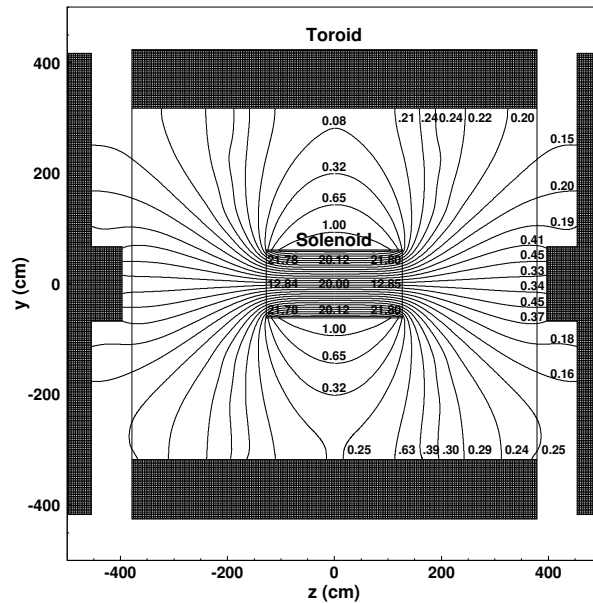


FIG. 2.9 – Vue dans le plan transverse du champ magnétique produit par le solénoïde et le toroïde. Le toroïde est décrit section 2.2.5.

### 2.2.3 Le calorimètre

Le calorimètre a été conçu et pour identifier les électrons, les photons, les taus, les jets et les neutrinos et pour fournir une mesure de leur énergie. Il joue donc un rôle prépondérant dans DØ. Il peut être utilisé indirectement pour identifier les muons. Une description détaillée du calorimètre peut être trouvée dans [48]. C'est la seule partie du détecteur qui n'a pas été modifiée pour le Run II : seule son électronique de lecture a été changée.

#### Principe d'un calorimètre à échantillonnage

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage : des plaques fabriquées dans un matériau suffisamment dense pour permettre à une gerbe de se développer au passage d'une particule (milieu absorbeur) sont alternées avec des zones emplies d'un milieu actif, qui est ionisé par les particules de faibles énergies de la gerbe. Les charges sont ensuite collectées sur des plaques de lecture qui les convertissent en signaux électriques. Seule l'énergie des particules pénétrant dans le milieu actif est mesurée.

Un milieu actif et un milieu absorbeur ont donc été choisis. Le milieu actif est constitué d'argon liquide. Ce choix a été motivé par sa grande résistance aux radiations, la flexibilité qu'il offre dans la segmentation du calorimètre et enfin le coût raisonnable de l'électronique de lecture associée. Un des désavantages de l'argon liquide est la nécessité d'un système de refroidissement massif, introduisant des zones non instrumentées. Pour ce faire, le calorimètre est placé dans un cryostat maintenant une température d'environ 80 K. Le milieu absorbeur varie suivant l'emplacement dans le calorimètre afin d'obtenir une réponse en énergie identique pour les particules hadroniques et électromagnétiques ( $\frac{E_e}{E_h} \approx 1$ ), et est constitué d'uranium, de cuivre ou encore d'acier inoxydable. Le rapport  $\frac{E_e}{E_\pi}$  a été mesuré pour des pions chargés au Run I lors des tests en faisceaux et montre que le calorimètre est quasiment compensé :  $1 < \frac{E_e}{E_\pi} < 1.05$  au-dessus de 30 GeV [76].

Le calorimètre est composé de deux sections : une section électromagnétique et une section hadronique.

### Section électromagnétique

La section électromagnétique permet la mesure de l'énergie des électrons et des photons. Elle doit donc contenir la gerbe électromagnétique que les électrons créent par bremsstrahlung et que les photons créent par conversion en paires  $e^+e^-$ . Le développement longitudinal de la gerbe est gouverné par la longueur de radiation  $X_0$ , définie par :

- dans le cas de l'électron : la distance moyenne au bout de laquelle un électron a perdu  $1 - \frac{1}{e} = 63\%$  de son énergie incidente ;
- dans le cas du photon :  $\frac{7}{9}$  du libre parcours moyen de la production de paires  $e^+e^-$ .

$X_0$  ne dépend que du matériau et vaut 0.32 cm pour de l'uranium , 0.56 cm pour du plomb et 14 cm pour de l'argon liquide.

La taille transverse des gerbes électromagnétiques est en moyenne de 1 à 2 cm.

### Section hadronique

La section hadronique du calorimètre permet la mesure de l'énergie des particules hadroniques. Le développement d'une gerbe hadronique est plus complexe que celui d'une gerbe électromagnétique, à cause des interactions nucléaires entre la particule incidente et les noyaux du milieu. L'interaction nucléaire est caractérisée par une longueur d'interaction  $\lambda_0$ , plus grande que  $X_0$ . Elle correspond au libre parcours moyen entre deux interactions nucléaires dans le milieu. Pour l'uranium,  $\lambda_0 \approx 10.5$  cm.

La taille transverse des gerbes hadroniques est en moyenne de  $\approx 10$  cm.

### Description du calorimètre de DØ

Afin de pouvoir accéder à l'intérieur du calorimètre, celui-ci a été divisé en trois parties : le calorimètre central, couvrant la région  $|\eta^{\text{det}}| \lesssim 1$  et les deux bouchons avant et arrière, étendant la région de détection à  $|\eta^{\text{det}}| \lesssim 4$ . L'agencement de ces différentes parties est montré sur la figure 2.10.

Les dimensions du calorimètre ont été imposées par la taille du hall, l'exigence d'avoir une mesure de l'impulsion des muons à l'extérieur du calorimètre et le besoin d'avoir une détection des traces avec une couverture suffisante en  $\eta$ .

Le calorimètre central et les deux bouchons sont tous composés de trois modules distincts :

- le premier module est une section électromagnétique (*EM*) avec des plaques d'absorbeur en uranium relativement fines (3 ou 4 mm) ;
- le second module est une section hadronique fine (*FH*) avec des plaques d'absorbeur en uranium plus épaisses (6 mm) ;
- le troisième et dernier module est une section hadronique grossière (*CH*) avec comme milieu absorbeur non pas de l'uranium mais des plaques épaisses (46.5 mm) en cuivre (calorimètre central) ou en acier inoxydable (bouchons).

La partie électromagnétique du calorimètre central et des bouchons est composée de quatre couches. Les deux premières couches ont une épaisseur correspondant à deux longueurs de

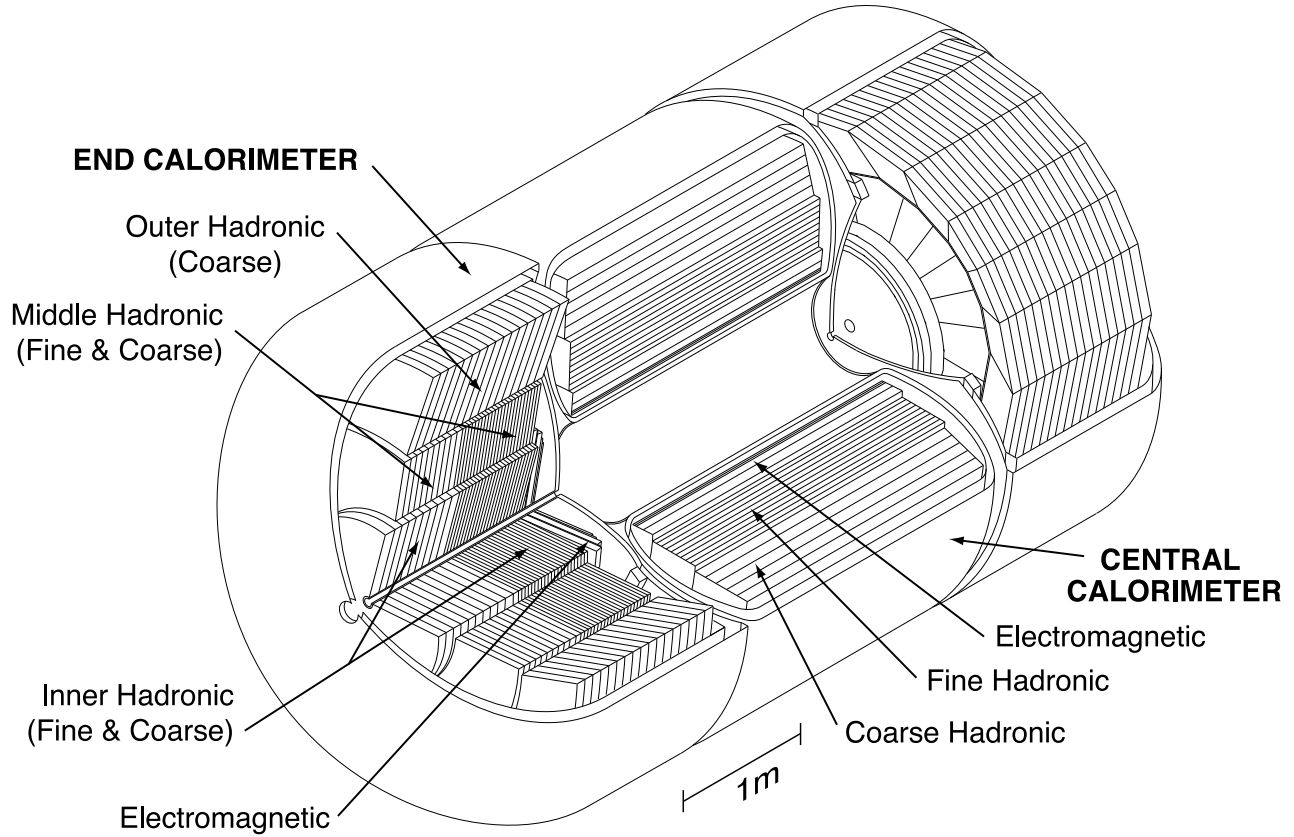


FIG. 2.10 – Vue du calorimètre central et des deux bouchons.

radiations ( $2X_0$ ) et permettent de mesurer le développement longitudinal des gerbes électromagnétiques dès leur déclenchement, et ainsi de différencier les gerbes de photons et de  $\pi^0$ . La troisième couche s'étend de  $6X_0$  à  $13X_0$ . Le développement des gerbes électromagnétiques étant maximal à  $10X_0$ , la segmentation de cette couche est plus élevée afin d'améliorer la résolution spatiale. La quatrième couche s'étend quant à elle jusqu'à  $20X_0$  et couvre complètement le développement d'une gerbe électromagnétique.

Les particules hadroniques déposent leur énergie dans les sections hadroniques, à  $1\lambda_f \approx 30X_0$ . La partie hadronique fine du calorimètre central est divisée en trois couches représentant respectivement 0.9, 1 et 1.3 longueurs d'interaction, et sa partie hadronique grossière, composée d'une unique couche, représente 3.2 longueurs d'interaction. Les deux bouchons comportent trois parties hadroniques : hadronique interne (*IH*), hadronique centrale (*MH*) et hadronique externe (*OH*). La section hadronique interne est divisée en quatre couches fines représentant chacune  $1.1\lambda_f$  et une couche grossière représentant  $4.1\lambda_f$ . La section hadronique centrale est identique à la section interne. La section externe est elle constituée de trois couches grossières. Les différentes caractéristiques précédentes sont résumées dans le tableau 2.2.

Ces différents modules ont pour élément de base la cellule calorimétrique, représentée sur la figure 2.11. Chaque cellule est composée de plaques d'absorbeur, de zones de milieu actif et d'une électrode en cuivre collectant les charges déposées par les particules s'ionisant dans le milieu actif. Un champ électrique de 2 kV est appliqué entre la plaque d'absorbeur et les électrodes, afin de conduire les électrons issus de l'absorbeur vers l'électrode (leur temps de dérive est de 450 ns).

Section	Calorimètre central			Bouchons					
	EM	FH	CH	EM	IFH	ICH	MFH	MCH	OCH
Nombre de couches	4	3	1	4	4	1	4	1	3
Longueur de radiations $X_0$	20	96	32	20	122	32	115	38	65
Longueur d'interaction $\lambda_f$	0.76	1.3	3.2	0.9	4.4	4.1	4.4	4.1	7

TAB. 2.2 – Caractéristiques du calorimètre central et des bouchons.

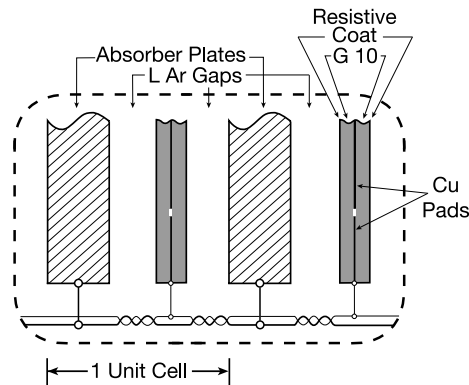


FIG. 2.11 – Représentation d'une cellule du calorimètre.

Les cellules de mêmes  $\eta^{\text{det}}$  et  $\phi^{\text{det}}$  sont regroupées en une tour géométrique. Celle-ci respecte une géométrie pseudo-projective : les centres des cellules d'une même tour géométrique sont alignés avec le centre géométrique du détecteur, mais les bords de cellules ne pointent pas vers lui. Ces tours sont représentées sur la figure 2.12, où l'on peut aussi distinguer les cellules. Le déclenchement et la reconstruction des objets physiques utilisent comme objet de base les tours géométriques.

La plupart des tours couvrent un angle de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ , comparable à la taille transverse des gerbes électromagnétiques. L'extension angulaire maximale d'un jet étant de  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \approx 0.5$ , cette segmentation de  $0.1 \times 0.1$ , plus fine, permet de sonder la forme des jets. Une division longitudinale est aussi utile pour distinguer les électrons des hadrons, dont le profil des gerbes est très différent.

### Les détecteurs inter-cryostats

Comme le montre la figure 2.12, la région avec  $0.8 \leq |\eta^{\text{det}}| \leq 1.4$  contient de nombreuses zones peu instrumentées. Le profil de matière le long de la trajectoire de la particule varie rapidement pour toute cette région. Afin d'avoir une mesure raisonnable de l'énergie dans cette région, des détecteurs ont été ajoutés :

- les **détecteurs inter-cryostats (ICD)**

ils sont situés entre le cryostat central et les bouchons. Ils sont composés de 384 tuiles de scintillateurs de granularité  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ . Ils couvrent la région  $1.1 < |\eta^{\text{det}}| < 1.4$ ;

- les **massless gaps**

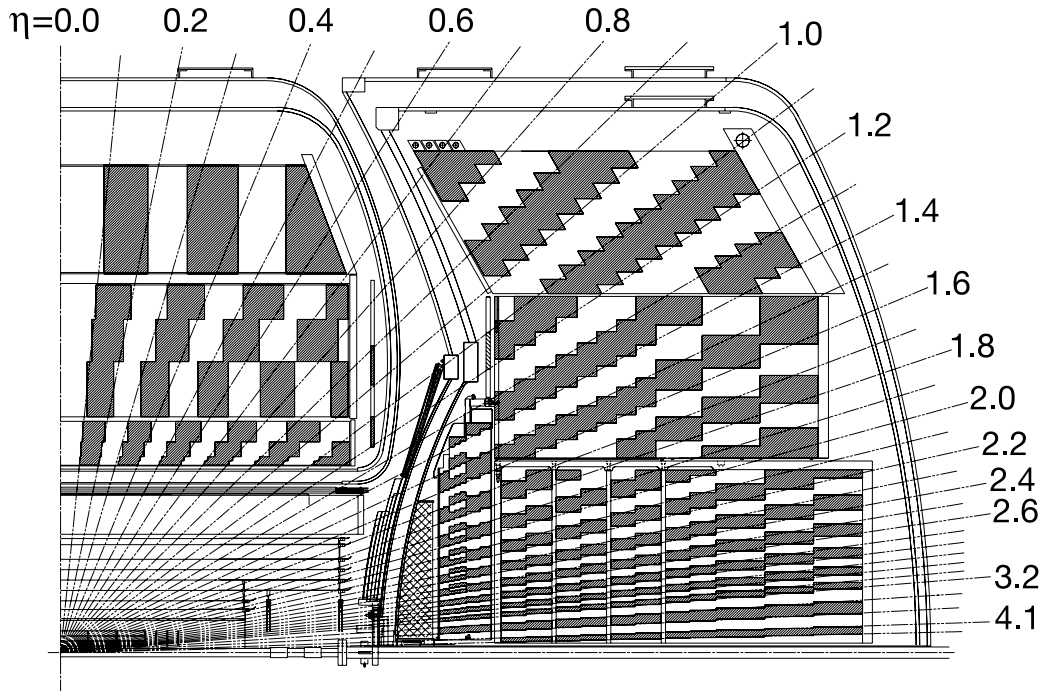


FIG. 2.12 – Vue d'un quart du calorimètre dans le plan  $(r,z)$  représentant les différentes cellules. Les zones grises et blanches indiquent les tours géométriques, objets de base du déclenchement et de la reconstruction des objets physiques. Les lignes indiquent les intervalles de pseudo-rapidité.

ils sont placés à l'intérieur des cryostats du calorimètre central et des bouchons. Ils ont la même composition qu'une cellule du calorimètre sans la plaque d'absorbeur.

### Les performances du calorimètre

La résolution en énergie du calorimètre peut être paramétrée par la formule suivante :

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

où  $S$  est appelé terme d'échantillonnage,  $N$  terme de bruit et  $C$  terme constant. Le terme dominant  $S$  est dû à des fluctuations poissoniennes dans le nombre de charges collectées,  $N$  provient du bruit électronique ou du bruit dû à la désintégration des atomes d'uranium et  $C$  provient d'erreurs sur la calibration, de défauts mécaniques, de variations d'épaisseur des milieux actifs et absorbeurs. La résolution en énergie a été mesurée au Run I lors des tests en faisceaux [49]. Les valeurs des différents termes obtenus sont résumées dans le tableau 2.3. (parler reso run II)

### 2.2.4 Les détecteurs de pieds de gerbe

L'introduction du solénoïde a ajouté une épaisseur de matière, ayant pour conséquence de faire débiter les gerbes développées dans le calorimètre (voir section 2.2.3) avant celui-ci, résultant en une dégradation de la résolution sur l'énergie des gerbes mesurée dans le calorimètre.

Particule	C	S	N
e	$0.003 \pm 0.004$	$(0.157 \pm 0.006)\sqrt{\text{GeV}}$	$(0.29 \pm 0.03)\text{GeV}$
$\pi$	$0.04 \pm 0.005$	$(0.45 \pm 0.05)\sqrt{\text{GeV}}$	975 MeV

TAB. 2.3 – Valeurs des paramètres de la résolution du calorimètre, mesurés avec des électrons pour la section électromagnétique et avec des pions pour la section hadronique. [49]

Pour pallier ce problème, des détecteurs de pieds de gerbe ont été ajoutés. Ces détecteurs permettent de plus de discriminer les gerbes électroniques des gerbes hadroniques, dont les formes sont très différentes. Ils fonctionnent comme calorimètre et comme détecteur de traces. Leur réponse rapide permet d'utiliser l'information de ces détecteurs au niveau 1 du système de déclenchement.

Les détecteurs de pieds de gerbe sont composés de pistes triangulaires scintillantes. La lumière issue de chaque piste est collectée en leur centre par des fibres *wave length shifting (WLS)*. Les fibres *WLS* sont ensuite assemblées par groupe de 16 et connectées à des guides de lumière transparents, identiques à ceux du *CFT*. Les détecteurs de pieds de gerbe et le *CFT* ont en commun non seulement les guides d'onde, mais aussi toute l'électronique.

Il y a trois détecteurs de pieds de gerbe, dont la position est montrée sur la figure 2.5 :

- les deux détecteurs de pieds de gerbe avant et arrière, appelés *FPS*, couvrent la région  $1.5 \leq |\eta^{\text{det}}| \leq 2.5$ , et sont montés sur les cryostats des calorimètres bouchons. Chaque détecteur est composé de deux couches de pistes scintillantes double-faces, séparées par un absorbeur en plomb, comme représenté sur la figure 2.13.

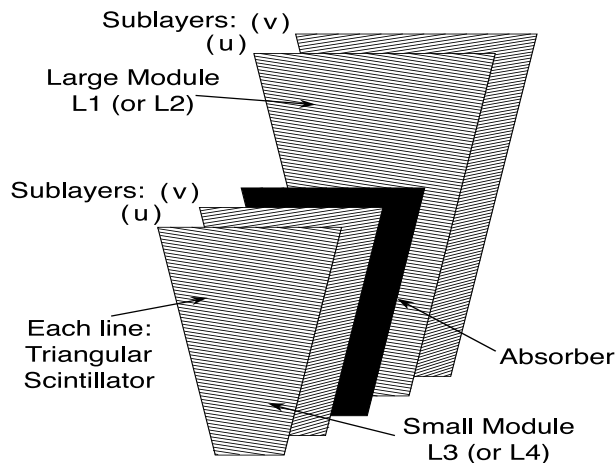


FIG. 2.13 – Segment complet suivant  $\phi$  du *FPS*. On peut voir les deux couches de pistes scintillantes double-face séparées par l'absorbeur.

Toutes les particules chargées passant à travers le *FPS* ionisent les atomes de la première couche, permettant ainsi de mesurer leur position ( $\eta$ ,  $\phi$  et  $z$ ). Les électrons amorcent une gerbe dans l'absorbeur, conduisant à un amas d'énergie déposée en moyenne sur une largeur de trois pistes dans la seconde couche. Les particules plus lourdes quant à elles ne produisent pas de gerbe, mais s'ionisent une seconde fois dans la deuxième couche. Les photons n'interagissent pas dans la première couche, mais produisent une gerbe dans la seconde couche ;

- le détecteur de pieds de gerbe central, appelé *CPS*, couvre la région  $|\eta^{\text{det}}| \leq 1.3$ , et est placé entre le solénoïde et le calorimètre, à 72 cm du faisceau. Il est composé d'un absorbeur de plomb (départ de la gerbe) et de trois couches de pistes scintillantes, chaque couche possédant 1280 pistes. La première couche est parallèle au faisceau, les deux secondes forment un angle de  $\pm 24^\circ$  avec l'axe du faisceau. L'ensemble *CPS*-solénoïde représente deux longueurs de radiation pour des particules arrivant à incidence normale, et jusqu'à quatre pour les particules arrivant aux angles maximum. Son fonctionnement est similaire à celui du *FPS*.

### 2.2.5 Le système à muons

Les muons ayant un libre parcours moyen plus grand que la taille du détecteur ( $\approx 660$  m), ils traversent le détecteur de traces et le calorimètre pratiquement sans être perturbés : un muon va perdre en moyenne 2 GeV dans le calorimètre. La détection des muons se fait donc à l'extérieur du calorimètre, à l'aide d'un spectromètre composé de chambres à dérives, appelées *Proportional Drift Tubes (PDT)*, de chambres à fils, appelées *Mini Drift Tubes (MDT)*, de compteurs à scintillation, de blindages et enfin de trois aimants toroïdaux en fer. Le système à muons est représenté sur la figure 2.14. Une description détaillée du spectromètre à muons peut être trouvée dans [50].

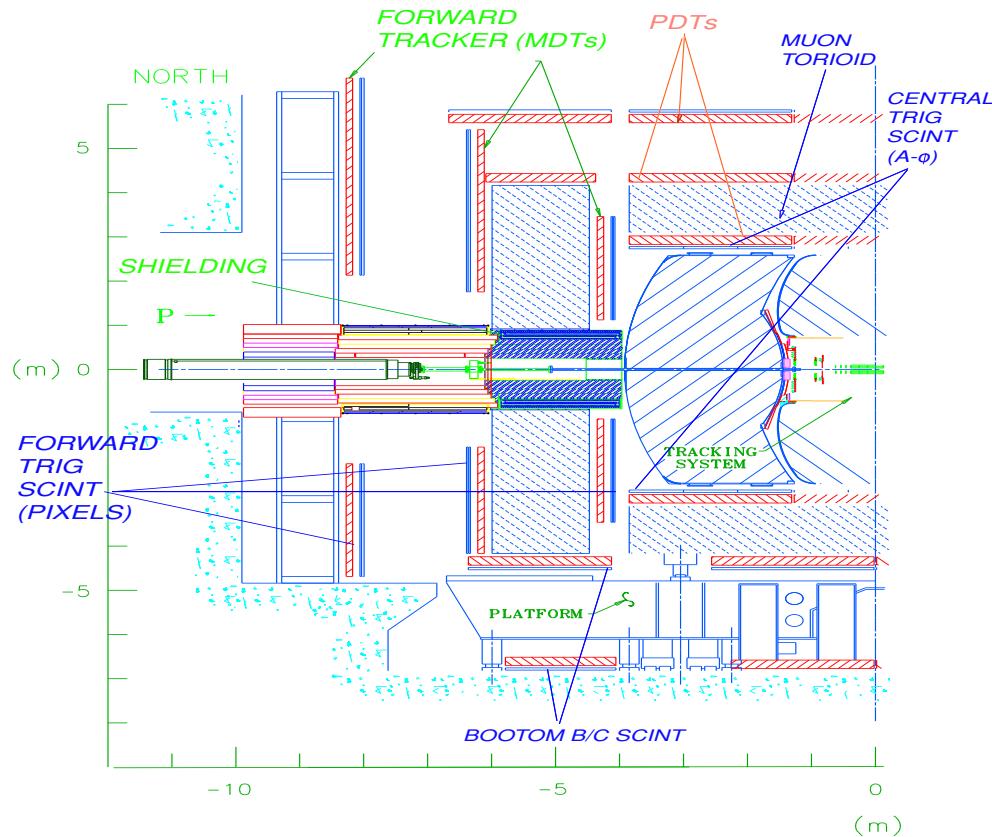


FIG. 2.14 – Vue du système à muons.

Il a été remarqué pendant le Run I que la plupart des impacts vus dans le système à muons

ne provenaient pas des muons produits lors de la collision, mais de particules cosmiques ainsi que de fragments des protons et antiprotons. C'est pourquoi pour le Run II des blindages ont été ajoutés entre les bouchons du calorimètre et les murs du hall de collision. L'emplacement de ces blindages est indiqué sur la figure 2.14.

Les *PDTs* sont regroupées en un sous-système appelé *Wide Angle Muon System (WAMUS)*, couvrant la région  $|\eta^{\text{det}}| < 1$ . Les *MTDs* forment quant à elles le sous-système appelé *Small Angle Muon System (SAMUS)* et étendent cette région jusqu'à  $|\eta^{\text{det}}| = 2$ .

Chacun des sous-systèmes *WAMUS* et *SAMUS* est composé de trois couches, appelées A, B et C (la couche A étant la plus proche du faisceau) elles-mêmes divisées en huit octants.

Chaque couche est associée à un compteur à scintillation. Les compteurs à scintillation sont utilisés pour le déclenchement d'événements contenant des muons et pour le rejet des muons cosmiques.

Dans la suite, ces différents éléments composant le système à muons sont décrits.

### Le toroïde

Les aimants toroïdaux sont au nombre de trois (un central, un avant, un arrière) et représentent 65 % de la masse totale de DØ. Ils sont placés entre les couches A et B des sous-systèmes *WAMUS* et *SAMUS* et permettent une mesure de l'impulsion des muons. L'aimant central est un tore carré de 109 cm d'épaisseur et est placé à une distance radiale de 317.5 cm du faisceau. Les deux aimants avant et arrière sont aussi des tores carrés, mais d'épaisseur 158 cm. Ils sont placés à  $z = \pm 447$  cm. Le courant circulant dans les aimants est de 1500 A et permet de créer un champ magnétique de 1.8 T.

### Le système *WAMUS*

Le *WAMUS* est composé d'un total de 94 *PDT* réparties en trois couches A, B et C. Chaque *PDT* est constituée d'un tube en aluminium de section rectangulaire ( $5 \times 10$  cm<sup>2</sup>) de deux mètres de long, d'un fil d'anode placé au centre du tube, et de deux cathodes au-dessus et en dessous de l'anode.

Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux composé de 84 % d'argon, 8 % de CF<sub>4</sub> et 8 % de CH<sub>4</sub>, conduisant à un temps de dérive maximum sur la largeur des *PDT* de 450 ns. Dans ce mélange, l'anode est portée à 4.7 kV et les cathodes à 2.3 kV. La précision spatiale d'une seule *PDT* est de 1 mm.

Le temps de dérive étant supérieur au temps séparant deux croisements de faisceau, les *PDTs* seuls ne peuvent pas être utilisés pour le déclenchement. C'est pourquoi un plan de scintillateurs fournissant un signal rapide pouvant être utilisé par le système de déclenchement a été ajouté au Run II aux couche A et B (la couche C en possédant déjà un au Run I).

### Le système *SAMUS*

Composé de *PDT* au Run I, celles-ci ont été remplacées par des *MDT*, les *PDT* n'auraient en effet pas résisté au taux d'occupation du Run II. De plus, les *MDT* ont une meilleure résistance aux radiations, un temps de dérive plus petit et une meilleure résolution sur la position de l'impact que les *PDTs*.



La couche A est constituée de 2048 *MDT*, la couche B de 1944 et la couche C de 2088. Chaque *MDT* est composée d'un tube d'aluminium à section carrée ( $9.4 \times 9.4 \text{ mm}^2$ ), de huit fils d'anodes de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre et d'une cathode. Une *MDT* est représentée sur la figure 2.15.

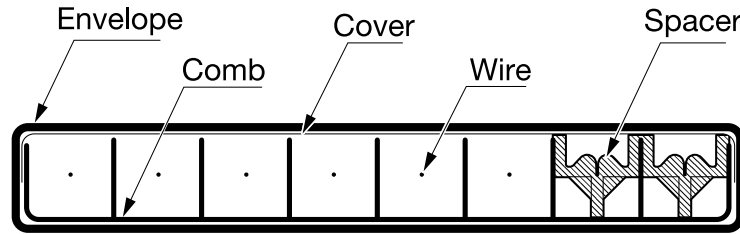


FIG. 2.15 – Vue d'une section transverse d'un *MDT*.

Le tube est plongé dans un mélange gazeux composé de 90 % de  $\text{CF}_4$  et de 10 % de  $\text{CH}_4$ . Ce mélange avec la cathode portée à  $-3.2 \text{ kV}$  conduit à un temps de dérive maximal de 60 ns.

L'efficacité de détecter un muon dans ce système est de  $(95 \pm 2)\%$ . Au début du Run II, 0.16 % des *MTD* n'étaient pas utilisables, et après trois ans, le pourcentage de *MTD* endommagées n'a augmenté que de  $\approx 0.24\%$ , ce qui confirme la grande résistance aux radiations des *MDT*.

La précision spatiale d'un *MTD* est de 0.8 mm.

### Les compteurs à scintillation

Pour le Run II, le système de déclenchement du système à muons a été grandement amélioré par l'addition de compteurs à scintillation à segmentation fine et bonne résolution temporelle aux 240 existants déjà. Ces compteurs jouent un rôle essentiel pour le rejet des muons cosmiques. La région centrale ( $|\eta^{\text{det}}| \leq 1$ ) est couverte par deux couches de compteurs à scintillation, placées de chaque côté du toroïde. Les régions avant et arrière sont quant à elles couvertes par trois couches de compteurs à scintillation, une couche à l'intérieur du toroïde et les deux autres à l'extérieur. Ce positionnement est montré sur la figure 2.14.

Des compteurs à scintillation, appelés *Cosmic Caps*, au nombre de 240, ont été installés au Run I de chaque côté de la couche C. Leur couverture a été étendue au Run II par le placement de 132 autres scintillateurs, appelés *Cosmic Bottom* sous la couche C.

630 compteurs à scintillation, appelés compteur  $A\phi$ , ont aussi été ajoutés au Run II à la couche A de la partie centrale du système à muons. La combinaison en temps réel des impacts dans le *CFT* et dans les compteurs  $A\phi$  est l'élément clé du déclenchement des muons de petites impulsions transverses. De plus, les compteurs  $A\phi$  permettent d'associer un muon traversant les *PDTs* avec le bon croisement de faisceau, le temps de dérive des *PDTs* étant supérieur au temps de croisement. Leur segmentation de  $4.5^\circ$  en  $\phi$  correspond à la géométrie des secteurs de déclenchement du *CFT*.

Enfin, 4214 compteurs à scintillation appelés pixels couvrent la région  $1 < |\eta^{\text{det}}| < 2$ . Leur segmentation est identique à celle des compteurs  $A\phi$ . Ils sont montés sur la surface interne des *MDTs* des couches A et C et sur la surface externe des *MDTs* de la couche B.

L'information du système de déclenchement au niveau 1 pour les muons combine l'information

sur les traces fournie par le *CFT* et celle sur les muons fournie par les compteurs à scintillation et par les chambres à fils.

## Performances

La résolution sur l'impulsion mesurée dans le système à muons est donnée par l'équation 2.1 avec  $S = 0.18$  et  $C = 0.03$ . Les facteurs  $S$  et  $C$  étant plus grands que dans le cas des traces, nous utilisons autant que possible l'information sur l'impulsion mesurée dans le détecteur de traces. La figure 2.16 illustre les résonances  $Z$  et  $J/\Psi$  obtenues en combinant les deux systèmes.

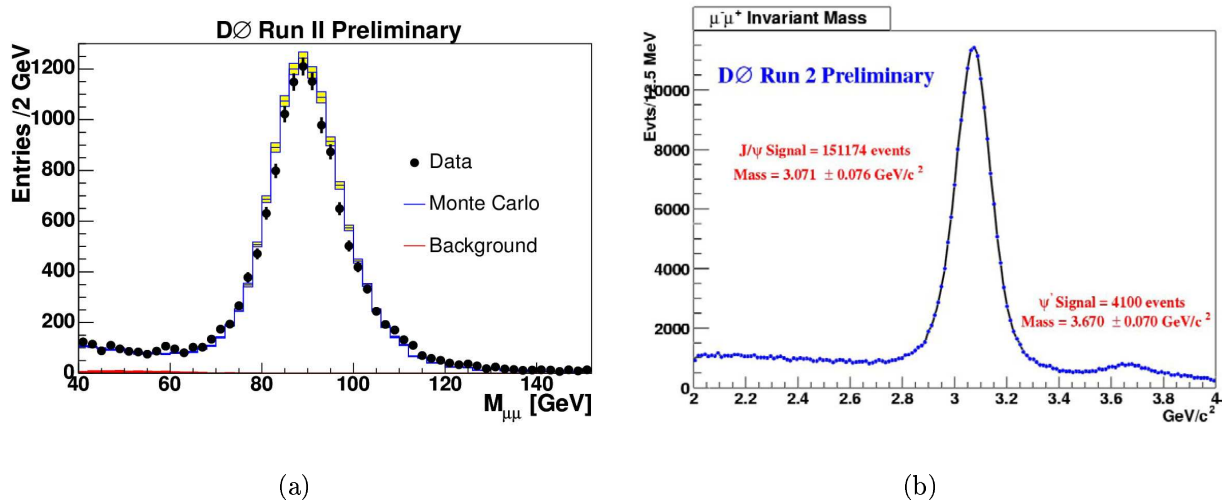


FIG. 2.16 – Distribution de la masse invariante  $\mu^+\mu^-$  en utilisant le système à muons en association avec le détecteur de traces [51] montrant les résonances  $Z$  (gauche) et  $J/\Psi$  (droite).

### 2.2.6 Le détecteur de protons avants

Le détecteur de protons avant mesure les impulsions des protons et des antiprotons possédant une trajectoire proche de l'axe du faisceau, que les autres sous-détecteurs ne voient pas. Il permet notamment d'analyser les processus diffractifs, dans lesquels le proton et l'antiproton restent entiers lors de la collision et sont diffusés à de très petits angles.

Le détecteur de protons avant est composé d'une série de spectromètres placés à quelques millimètres du faisceau. Ce détecteur est commandé à distance et positionné près de l'axe du faisceau uniquement lorsque celui-ci est stabilisé.

### 2.2.7 Le système de déclenchement de $D\Phi$

La majorité des collisions entre un proton et un antiproton aboutissent à des événements n'ayant que peu d'intérêt. Les collisions produisant une particule massive comme le  $W$ , le  $Z$ , le quark top ou tout autre particule pouvant mettre en évidence l'existence d'une nouvelle physique sont extrêmement rares, comme le montre la figure 2.17. Des critères de sélection doivent être appliqués lors de la prise des données.

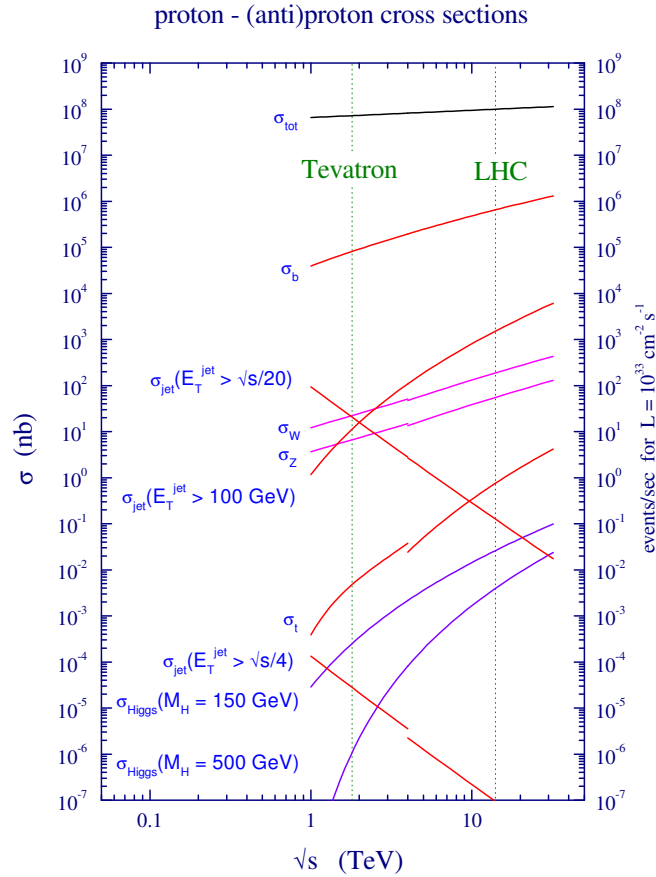


FIG. 2.17 – Prédiction des sections efficaces de production de différents processus au Tevatron et LHC [36]. Les discontinuités dans les courbes marquent le passage des collisions  $p\bar{p}$  (Tevatron) aux collisions  $pp$  (LHC).

L'intervalle de temps entre deux croisements de faisceaux de 396 ns conduit à un taux de données sortant du détecteur de 2 Tb/s, c'est-à-dire de  $2.5^6$  événements /s. Or la puissance de calcul disponible pour la reconstruction hors ligne ne permet de traiter que 50 Hz de données. Pour arriver à une telle sélection, le système de déclenchement de DØ est organisé en trois niveaux, et a été entièrement renouvelé entre le Run I et le Run II. Chaque niveau examine l'événement considéré de manière plus détaillée que son prédécesseur, et restreint le taux d'événements transmis au niveau suivant. La figure 2.18 présente un organigramme du système complet de déclenchement de DØ.

Une nouveauté importante du Run II est l'introduction de mémoires tampons entre chaque niveau de déclenchement permettant de diminuer les temps morts, c'est-à-dire les moments où les événements ne peuvent pas être traités par le système de déclenchement car celui-ci n'a pas fini de filtrer les événements provenant de la précédente collision.

Dans la suite, le terme *trigger* sera utilisé fréquemment pour *système de déclenchement* par souci de concision.

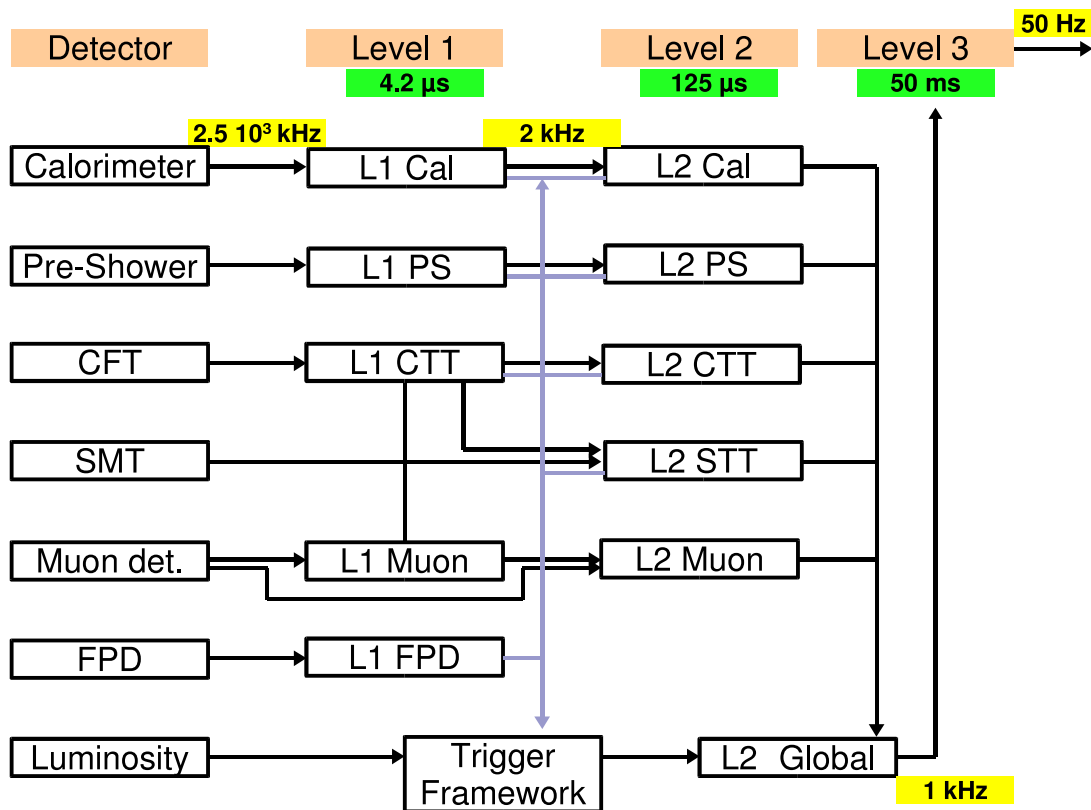


FIG. 2.18 – Organigramme représentant le système de déclenchement de DØ. Les taux de données arrivant au différents niveaux ainsi que le temps imparti à chaque niveau pour prendre une décision sont indiqués.

### Le niveau 1

Le niveau 1 permet de filtrer les  $2.5^6$  événements/s de données produites avec un temps mort très bas (de l'ordre de 5 %). Chaque décision est prise en moins de  $4.2 \mu\text{s}$ . Le taux de données à la sortie du niveau 1 est réduit à  $2^3$  événements/s.

Ce niveau n'utilise aucun algorithme de reconstruction, mais uniquement les informations de chaque sous-détecteur (*CFT*, détecteur de pieds de gerbe, calorimètre et détecteur à muons) afin de décider si l'événement doit être conservé pour une analyse plus poussée au niveau 2 ou s'il doit être rejeté.

Il permet aussi de repérer si une collision inélastique a eu lieu lors du croisement des faisceaux, en utilisant les détecteurs de luminosité (voir section 2.2.8.0) : lors d'une collision inélastique, les fragments des protons et des antiprotons sont émis dans une direction proche de celle du faisceau. Si les détecteurs de luminosité détectent un signal au même instant, l'événement provient d'une telle collision.

### Déclenchement calorimétrique

En ce qui concerne le calorimètre, l'information utilisée est l'énergie déposée dans une tour appelée "tour de trigger" et définie comme la somme de l'énergie déposée dans les tours calorimétriques sur une région  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ . Les tours de trigger peuvent être :

- électromagnétiques pour le déclenchement des objets électromagnétiques. Dans ce cas

- seule la section électromagnétique du calorimètre est considérée ;
- électromagnétiques et hadroniques pour le déclenchement des jets. Dans ce cas toutes les sections du calorimètres sont considérées, à l'exception des tours de la section hadronique grossière et de celles avec  $|\eta^{\text{det}}| > 3.2$ .

L'énergie transverse des tours de trigger électromagnétiques ou électromagnétiques et hadroniques est comparée à un seuil en énergie préprogrammé. L'événement est accepté si suffisamment de tours ont une énergie transverse supérieure au seuil préprogrammé. Au plus, quatre seuils en énergie dans quatre régions différentes du calorimètre peuvent être programmés pour chaque type de tours (électromagnétique ou électromagnétique et hadronique).

### Déclenchement du *CFT* et du détecteur de pieds de gerbe

Les impacts dans les fibres axiales du *CFT* et dans le détecteur à pieds de gerbe sont comparés aux impacts que laisserait une trace d'impulsion transverse supérieure à un seuil donné. Si l'ensemble des coups est compatible avec une trace d'impulsion transverse supérieure à ce seuil, l'événement est conservé.

### Déclenchement du système à muons

En ce qui concerne le système à muons, le niveau 1 compare les impacts réels à ceux que produirait un muon d'impulsion transverse supérieure à un certain seuil dans les *MDT* et dans les compteurs à scintillation, ainsi que les impacts qu'il produirait dans le *CFT*. Un nombre maximal de quatre seuils en  $p_T$  peut être programmé.

### Le niveau 2

Le niveau 2 a été conçu pour filtrer jusqu'à  $10^3$  événement/s de données. Ce taux est réduit à 1 kHz après sélection. Il dispose de moins de  $125 \mu\text{s}$  par événement pour prendre une décision. Il fonctionne en deux étapes :

- la première étape prépare les données provenant du niveau 1 de chaque sous-détecteur pour leur utilisation par le processeur global au niveau 2 lors de la seconde étape. Pour cette préparation, des préprocesseurs sont utilisés. Le *CFT*, le calorimètre, le détecteur de pieds de gerbe et le système à muons possèdent chacun un de ces préprocesseurs transformant leur information au niveau 1 en objets physiques tels que jets ou traces à l'aide d'algorithmes de reconstruction simplifiés.

Par exemple, le préprocesseur calorimétrique reconstruit des jets à l'aide d'un algorithme très simple, acceptant en entrée les énergies transverses des 1280 tours de trigger. L'énergie transverse déposée dans une grille de taille  $5 \times 5$  tours centrée sur les différentes tours d'énergie transverse supérieure à 2 GeV est calculée. Les regroupements de plus de 5 GeV sont envoyés au processeur global.

Le temps imparti à la formation des objets par les pré-processeurs est d'environ  $50 \mu\text{s}$  ;

- la compression des informations niveau 1 en objets physiques réalisée à l'étape précédente permet une transmission rapide (à un taux de 320 Mbytes/s) au processeur global qui décide de l'avenir de l'événement en moins de  $75 \mu\text{s}$ . La décision est basée sur les candidats physiques obtenus et sur les corrélations entre tous les sous-détecteurs. Par exemple, les corrélations entre les impacts dans le *CFT*, les dépôts d'énergie dans le détecteur de pieds de gerbe et dans le calorimètre peuvent être exploitées pour sélectionner les candidats

électrons. Un autre exemple est la sélection d'événements multijets en utilisant le nombre de jets reconstruits ainsi que la somme totale de leur énergie transverse.

L'organigramme des pré-processeurs et du processeur global est représenté sur la figure 2.18.

### Le niveau 3

Le niveau 3, dernier niveau de déclenchement, accomplit une reconstruction complète des événements, réduisant le taux d'entrée de  $1^3$  événements/s à 50 événements/s de données transmises aux fermes de reconstruction pour l'analyse hors-ligne. Le temps de décision imparti est de 50 ms.

Lorsqu'un déclenchement de niveau 2 est reçu, le niveau 3 débute la lecture complète du détecteur et transfère les données à une ferme de production assurant une reconstruction limitée de l'événement en temps réel. Cette étape est appelée acquisition des données (*DAQ*). Si l'événement déclenche le niveau 3, il est envoyé sur bande pour être totalement reconstruit hors-ligne. Plusieurs algorithmes de reconstruction sont disponibles au niveau 3. Ceux utilisés pour notre analyse sont les suivants :

- **Reconstruction des traces**

En utilisant l'information du *CFT* et du *SMT*, les traces sont grossièrement reconstruites avec une précision sur leur paramètre d'impact (voir section 3.2 pour la définition exacte du paramètre d'impact) de  $60 \mu\text{m}$ . Ces traces permettent de reconstruire la position du vertex primaire avec une précision de  $500 \mu\text{m}$  suivant l'axe  $Oz$  ;

- **Reconstruction des jets**

La reconstruction des jets au niveau 3 est basée sur les données transmises par le calorimètre et sur la position du vertex primaire disponible à ce niveau. L'utilisation d'un algorithme de cône simple (décrit dans la section 3.5.2) ainsi que la suppression des tours calorimétriques soumises à un bruit chaud (voir section 3.5.3) permettent une reconstruction des jets d'impulsion transverse supérieure à 30 GeV avec une efficacité de 100 %. La principale différence avec les jets reconstruits hors-ligne est que l'étape de *rassemblement ou séparation* (voir section 3.3) n'est pas effectuée au niveau 3. Une étude plus détaillée des différences entre les jets reconstruits au niveau 3 et les jets reconstruits hors-ligne est disponible dans la section 4.2.2 ;

- **Étiquetage des jets provenant de quarks b**

Le paramètre d'impact des traces est utilisé pour sélectionner des événements à fort contenu en quark b. Les significances des paramètres d'impacts des traces associées au six jets de plus grande impulsion transverse sont combinées d'une manière similaire à celle utilisée dans l'algorithme **JLIP** d'étiquetage des jets provenant des quarks b hors-ligne décrit dans la section 3.5.9.0. Une probabilité que l'événement ne contienne pas de jet provenant des quarks b est ainsi construite, et permet un filtrage important des événements, même à haute luminosité instantanée.

La taille des événements en sortie du niveau 3 est d'environ 300 ko.

## 2.2.8 La luminosité

### Les détecteurs de luminosité

Les détecteurs de luminosité, appelés *LM*, sont deux moniteurs placés sur les faces internes des bouchons aux positions  $z = \pm 140 \text{ cm}$ , comme on peut le voir sur la figure 2.19 (a).

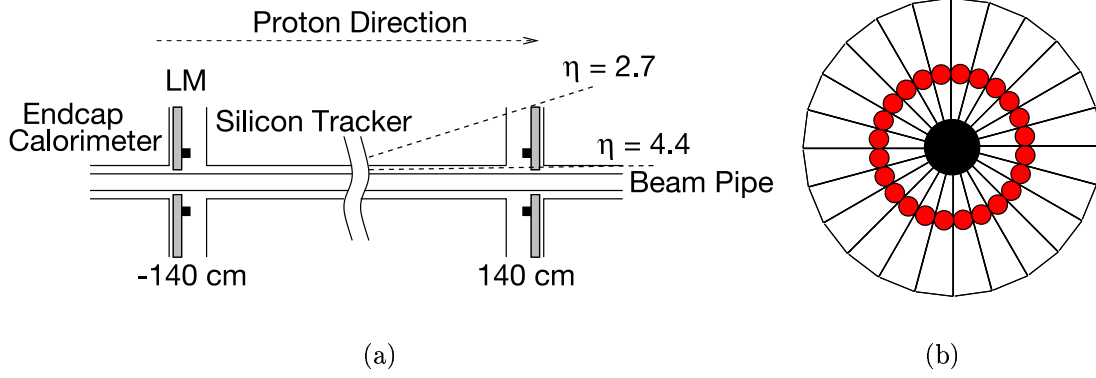


FIG. 2.19 – (a) Schéma montrant la position des détecteurs de luminosité  $LM$ . (b) Diagramme représentant la géométrie transverse des détecteurs de luminosité et l'emplacement des photomultiplicateurs (disques rouges).

Les moniteurs mesurent 15 cm de long et couvrent la région  $2.7 < |\eta^{\text{det}}| < 4.4$ . Chaque moniteur est composé de 24 scintillateurs associés à des photomultiplicateurs, représentés sur la figure 2.19 (b).

Après chaque croisement de faisceau, le déclenchement des deux détecteurs de luminosité à quelques nanosecondes d'intervalle indique qu'au moins une collision inélastique a eu lieu. Ils ne permettent pas de différencier la présence d'une ou de plusieurs interactions par croisement de faisceau.

### Détermination de la luminosité

La luminosité instantanée est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F\left(\frac{\sigma}{\beta^*}\right) \quad (2.2)$$

avec

- $f$  la fréquence de rotation des paquets ;
- $B$  le nombre de paquets dans chaque faisceau ;
- $N_p$  ( $N_{\bar{p}}$ ) le nombre de protons (antiprotons) dans chaque paquet ;
- $\sigma_p$  ( $\sigma_{\bar{p}}$ ) la dimension dans le plan transverse du faisceau de protons (antiprotons) au point d'interaction ;
- $F$  le facteur de forme qui dépend du rapport entre la longueur des paquets  $\sigma$  et la fonction  $\beta^*$  au point d'interaction.

Extraire la valeur de la luminosité instantanée de cette équation demande une connaissance précise des caractéristiques du faisceau qui n'est pas disponible dans DØ. C'est pourquoi une autre méthode est utilisée. Cette méthode, réalisable grâce à la présence des  $LM$ , est décrite brièvement ci-dessous, et peut être trouvée plus en détail dans [52].

Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau  $\mu$  est proportionnel à la luminosité instantanée :

$$\mu = \frac{\mathcal{L}\sigma_{\text{eff}}}{f} \quad (2.3)$$

Processus	$\sigma$ (mb)	Acceptance
ND	$46.69 \pm 1.63$	$0.97 \pm 0.02$
DS	$9.57 \pm 0.43$	$0.15 \pm 0.05$
DD	$1.29 \pm 0.20$	$0.72 \pm 0.03$

TAB. 2.4 – Valeurs de sections efficaces et des acceptances des processus inélastiques inclus dans le calcul de la luminosité [52].

avec

- f la fréquence de rotation des paquets définie précédemment ;
- $\sigma_{\text{eff}}$  la section efficace effective inélastique vue par les détecteurs de luminosité.  $\sigma_{\text{eff}}$  prend en compte les processus inélastiques non diffractifs, diffractifs simples et diffractifs doubles  $\sigma_{\text{ND, DS, DD}}$ , ainsi que l'acceptance de chaque processus  $A_{\text{ND, DS, DD}}$  et l'efficacité de détection des détecteurs de luminosité  $\epsilon_{LM}$  :

$$\sigma_{\text{eff}} = \epsilon_{LM}(A_{\text{ND}}\sigma_{\text{ND}} + A_{\text{DS}}\sigma_{\text{DS}} + A_{\text{DD}}\sigma_{\text{DD}}).$$

$\epsilon_{LM}$  vaut  $(90.7 \pm 2)\%$ . Les valeurs des sections efficaces  $\sigma_{\text{ND, DS, DD}}$  et acceptances  $A_{\text{ND, DS, DD}}$  sont indiquées dans le tableau 2.4.

La valeur de la section efficace effective est  $\sigma_{\text{eff}} = (43.26 \pm 2.07)$  mb.

Ces valeurs sont celles du Run I, mais il a été vérifié que les différences sont petites (de l'ordre de 5 %).

Par ailleurs, le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux  $\mu$  suit une loi de Poisson : la probabilité d'avoir n interactions par croisement de faisceaux vaut

$$P(n) = \mu^n \frac{e^{-\mu}}{n!}.$$

Donc la probabilité d'avoir au moins une interaction par croisement de faisceau et de mesurer un signal dans les  $LM$  vaut :

$$P(n > 0) = 1 - P(0) = 1 - e^{-\mu}. \quad (2.4)$$

On obtient la luminosité à l'aide de (2.3) (2.4) par la formule :

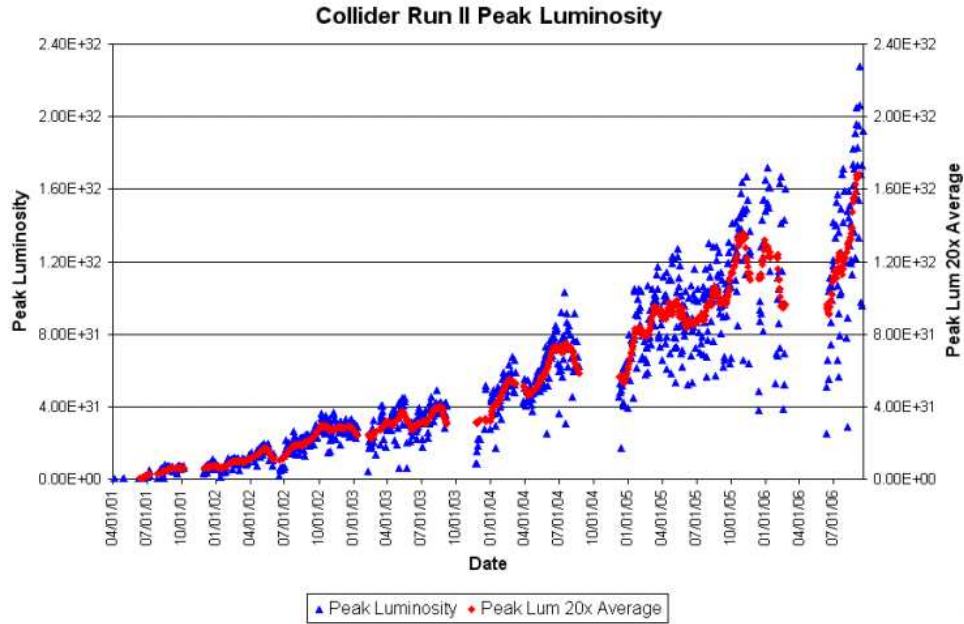
$$\mathcal{L} = -\frac{f}{\sigma_{\text{eff}}} \ln(1 - P(n > 0)). \quad (2.5)$$

L'erreur sur le calcul de la luminosité est de l'ordre de 6.5 %, et provient principalement de l'erreur théorique sur la section efficace inélastique, représentant 56 % de l'erreur totale.

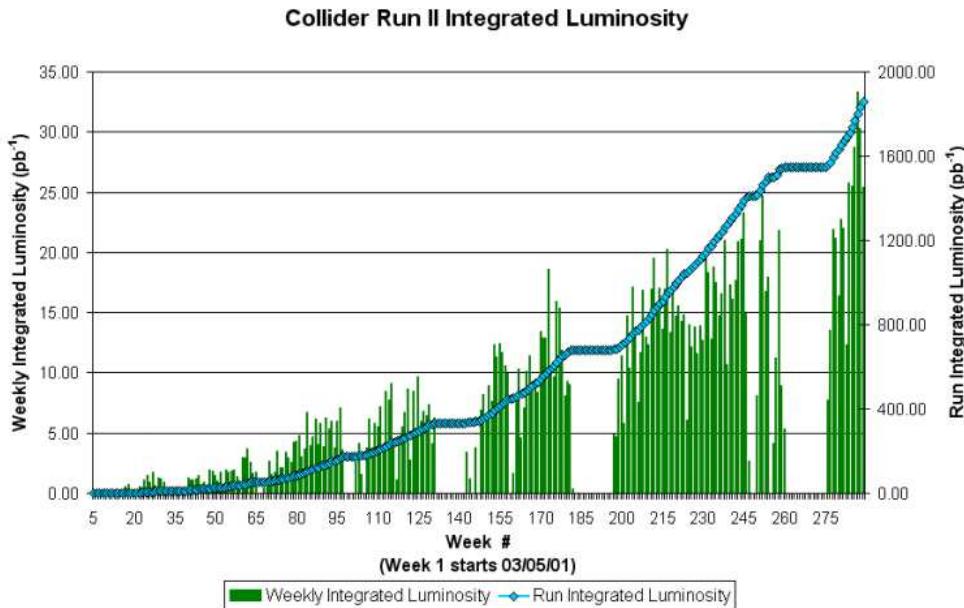
La figure 2.20 montre la luminosité instantanée (a) et intégrée (b) en fonction du temps de 2002 à 2006.

La luminosité ainsi calculée est appelée luminosité *fournie*. Mais elle ne correspond pas à la luminosité utilisable pour les analyses de physique. En effet, des données arrivant sur le détecteur avec une luminosité instantanée  $\mathcal{L}_{\text{fournie}}$  peuvent être perdues à différentes étapes de leur traitement :





(a) Luminosité instantanée



(b) Luminosité intégrée

FIG. 2.20 – Luminosité instantanée et intégrée en fonction du temps.

– **luminosité enregistrée :**

il se peut qu'un ou plusieurs sous détecteurs ne soient pas en fonctionnement pour une période plus ou moins longue, ou que le système d'acquisition *DAQ* soit saturé et ne soit pas capable de traiter les nouveaux événements.

Deux triggers qui ne sont jamais rejetés par le système de déclenchement sont utilisés afin de retracer les pertes possibles : un trigger de biais nul et un trigger de biais minimum. Le premier trigger n'utilise aucune information provenant du détecteur. Il est basé uniquement sur la structure des faisceaux et se déclenche à chaque croisement, qu'il y ait eu interaction ou non. Le second se déclenche à chaque coïncidence des détecteurs de luminosité.

Le nombre de déclenchements de ces deux triggers après passage dans la chaîne d'acquisition complète est compté, et est comparé à celui obtenu au début de la chaîne. La luminosité est ensuite corrigée en utilisant la formule suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{enregistrée}} = \frac{\text{nb}_{\text{zero biais}}^{\text{enregistrés}} + \text{nb}_{\text{min biais}}^{\text{enregistrés}}}{\text{nb}_{\text{zero biais}}^{\text{initiaux}} + \text{nb}_{\text{min biais}}^{\text{initiaux}}} \mathcal{L}_{\text{fournie}}.$$

– **luminosité reconstruite :**

la dernière cause de perte de luminosité est la non lisibilité de certaines cassettes sur lesquelles ont été enregistrées les données. Cette illisibilité peut être due à différents facteurs, comme des “crashes” des programmes de reconstruction, des problèmes avec les ordinateurs au moment où ils sont en train de traiter les événements, des erreurs dans la base de données appelée par les programmes de reconstruction, etc.

Pour chaque fichier de données, la luminosité enregistrée, quantité sauvegardée dans la base de données, est comparée à la luminosité réelle du fichier et corrigée si ces valeurs sont différentes.

Finalement, seule la luminosité reconstruite est utilisée dans les analyses.

## 2.3 Les simulations

### 2.3.1 Simulation du détecteur DØ

La première étape dans la génération d'événements Monte Carlo est la simulation du processus physique étudié, c'est-à-dire une collision  $p\bar{p}$  produisant un état final particulier. Cette étape est décrite dans la partie 1.9. La seconde étape est la simulation du passage des particules produites à travers le détecteur DØ. Cette étape est divisée en deux sous-étapes réalisée par deux programmes différents :

- le programme **DØgstar** (DØ Geant Simulation of the Total Apparatus Response)

**DØgstar** simule le passage des particules à travers le détecteur et la réponse de celui-ci. Ce programme est basé sur le programme **GEANT** [53], développé initialement au CERN. On peut choisir parmi trois niveaux de simulation :

1. simulation rapide : la géométrie du détecteur est prise en compte, et la réponse du détecteur est paramétrisée.
2. simulation mixte : la simulation des matériaux ne fonctionnant plus et la présence de bruit sont ajoutées au programme de simulation rapide.

3. simulation complète : simulation complète du détecteur ainsi que des effets des collisions précédentes (le calorimètre est particulièrement sensible aux événements précédents).

– le programme **D0Sim**

**D0Sim** quant à lui simule l'électronique du détecteur, réunit les événements provenant de l'interaction dure et des événements de biais minimum provenant soit des données soit de Monte Carlo, ajoute le bruit présent dans le calorimètre, dans le *SMT*, dans le *CFT* et dans le système à muons. Il est écrit dans le langage C++.

Le format des données simulées à l'aide de **D0gstar** suivi de **D0Sim** est le même que celui des données enregistrées par le système d'acquisition de  $D\bar{O}$ , avec en plus l'information sur l'événement généré avant passage dans le détecteur.

### 2.3.2 Simulation du système de déclenchement du détecteur $D\bar{O}$

La simulation du système de déclenchement est réalisée à l'aide d'un programme C++ séparé, appelé **trigsim**. Ce programme a été créé pour permettre :

1. l'évaluation des efficacités et des taux de rejet des triggers (soit sur des événements simulés soit sur des événements réels) avant que ceux-ci ne soient en ligne, permettant ainsi une optimisation des conditions de déclenchement ;
2. le test des différents codes utilisés par les triggers avant qu'ils ne soient en ligne, tests utiles notamment pour la recherche d'erreurs dans les codes ;
3. la vérification des méthodes de calcul d'efficacités de déclenchement utilisées dans les analyses.

Ce programme ne reproduit pas encore suffisamment bien le système réel pour utiliser ses résultats directement dans les analyses. C'est pourquoi une autre technique est utilisée pour calculer les efficacités de déclenchement dans notre analyse (voir section 4.2.2).

Par contre, nous avons utilisé **trigsim** pour améliorer les triggers de notre analyse, puisque dans de telles études seules les variations des efficacités sont nécessaires (voir section 4.2.1).



# Chapitre 3

## La reconstruction des événements et l'identification des objets

Ce chapitre décrit les stratégies choisies pour reconstruire et sélectionner les objets physiques à partir de la réponse du détecteur. La conception du détecteur nous permet de distinguer et de définir les objets fondamentaux suivants : les traces provenant des particules chargées, le vertex primaire de l'événement, les électrons, les photons, les muons, les jets et leur saveurs. D'autres objets présents dans l'événement, comme les particules ne provenant pas de la collision principale, du bruit dans les composants du détecteur ou dans l'électronique de lecture, peuvent imiter la signature des objets et dégrader la pureté de la reconstruction.

### 3.1 Les traces des particules chargées

La reconstruction des traces dans  $D\bar{O}$  durant le Run II est une tâche particulièrement difficile pour plusieurs raisons :

- le détecteur de traces de  $D\bar{O}$  ne fournit que peu de mesures par trace : typiquement 16 pour le CFT et 4 pour le SMT ;
- de hautes luminosités instantanées donnent lieu à un nombre important d'événements de biais minimums, provenant d'une collision inélastique dans laquelle le proton et l'antiproton se cassent (2.25 événements de biais minimum par croisement de faisceaux pour des luminosités de  $1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). Ces événements ont pour conséquence une augmentation du nombre de traces avec la luminosité instantanée, comme illustré sur la figure 3.1 ;
- les événements à grande impulsion transverse contiennent souvent des jets très étroits, ce qui crée une haute densité de traces.

L'algorithme de reconstruction des traces doit ainsi être efficace et rapide, même dans des événements avec une forte densité en traces.

Trois algorithmes sont utilisés : l'**Histogram Track Finder** [55], le **AATrack Finder** [54] et le **Global Track Finder** [57]. Les deux premiers algorithmes sont des algorithmes de reconstruction à proprement parler : ils prennent en entrée les impacts dans le CFT et le SMT, puis par un ajustement de Kalman [56] ils déduisent les traces. L'avantage du premier algorithme est que le temps de reconstruction augmente linéairement avec le nombre d'impacts  $N$ , alors que le temps du deuxième augmente comme  $N!$ . De plus, l'**Histogram Track Finder** est moins

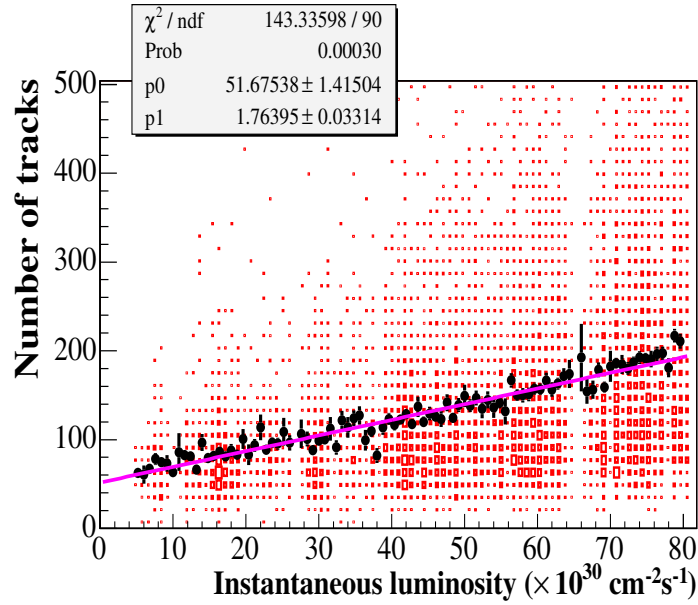


FIG. 3.1 – Nombre de traces par événement en fonction de la luminosité instantanée dans des données multijets. En rouge les données, en noir les données moyennées suivant l'axe 0y ajustées par une droite (violet).

sensible aux bruits ou inefficacités des détecteurs. Par contre, le taux de traces mal identifiées est plus important pour l'**Histogram Track Finder** que pour le **AATrack Finder**. Ainsi, l'**Histogram Track Finder** est utilisé dans les événements à forte densité de traces, sinon le **AATrack Finder** est utilisé.

Chaque trace trouvée par l'un des deux algorithmes est ajustée de manière plus précise par le **Global Track Finder** en prenant en compte les collisions multiples ainsi que l'énergie perdue dans les matériaux, et en utilisant la carte de champ magnétique.

Dans un premier temps, les traces sont reconstruites par rapport au centre géométrique du détecteur, puisque le vertex primaire est déterminé en utilisant ces traces (voir section suivante). Dans un second temps, après avoir reconstruit le vertex primaire, les traces sont réajustées par rapport à celui-ci.

Le tableau 3.1 présente les performances de l'algorithme de reconstruction des traces dans des événements simulés  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , en fonction du nombre d'événements de biais minimum ajoutés au Monte Carlo.

## 3.2 Les vertex

La reconstruction précise du vertex primaire est cruciale :

- la position du vertex primaire est utilisée pour calculer les composantes suivants x, y, et z de l'impulsion mesurée des jets, photons et électrons. Une mauvaise reconstruction du vertex dégrade cette mesure ;
- le vertex primaire est aussi utilisé dans les algorithmes d'étiquetage des jets provenant de quarks beaux, en recherchant des traces à grand paramètre d'impact (IP). Le paramètre d'impact est la distance minimale entre la trace et, soit l'axe passant par le centre du

Nb de bm	Eff (%)	TMI (%)	TMR (%)	$\chi^2$
0	88.0	0.7	7.3	1.319
1	87.3	0.9	7.9	1.347
2	86.7	1.0	8.3	1.375
3	86.3	1.2	8.4	1.403
4	85.8	1.5	8.7	1.426
5	85.4	1.8	8.9	1.430
6	84.7	2.3	9.0	1.472
8	83.7	3.5	9.4	1.496

TAB. 3.1 – Performances de l’algorithme de reconstruction des traces dans des événements simulés  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , en fonction du nombre d’événements de biais minimum (Nb de bm) ajoutés au Monte Carlo. TMI est le taux de traces mal identifiées et TMR celui de traces mal reconstruites.

détecteur suivant la direction  $0z$  ( $IP_{(0,0)}$ ), soit celui passant par le vertex primaire suivant la direction  $0z$  ( $IP_{PV}$ ).

La reconstruction de vertex utilise deux méthodes distinctes : la reconnaissance de forme et l’ajustement. La reconnaissance de forme détermine quelles traces appartiennent à chaque vertex, alors que l’ajustement est un problème statistique consistant à estimer précisément la position du vertex et l’impulsion des traces au vertex. L’ajustement se fait en utilisant un algorithme d’ajustement adaptatif [60] [61], dont la principale qualité est de réduire la contribution des traces avec un grand paramètre d’impact dans l’ajustement des vertex. Dans un ajustement de Kalman simple, les traces sont soit rejetées soit conservées suivant leur contribution au  $\chi^2$  du vertex. Ceci permet de réduire la fraction de traces provenant de vertex secondaires et faussement associées au vertex primaire. Mais l’efficacité de sélectionner ces traces provenant du vertex primaire est aussi réduite (à cause des effets de résolution, ces traces peuvent avoir une forte contribution au  $\chi^2$  du vertex). L’ajustement adaptatif permet de conserver toutes les traces en donnant un poids  $w_i$  à chacune suivant leur contribution au  $\chi^2$  du vertex :  $w_i = (1 + e^{\chi_i^2/2T})^{-1}$  où  $T$  est un paramètre contrôlant la forme de la fonction. La description détaillée de l’algorithme intégral, ainsi que ses performances dans les données et les simulations peuvent être trouvées dans [58] [60]. La suite présente une brève description de l’algorithme.

La reconstruction du vertex primaire se fait en trois étapes :

– **Sélection des traces :**

Les traces doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV et posséder plus de 2 impacts dans le SMT. Afin d’identifier les traces provenant de différentes interactions, les traces sont regroupées si elles sont séparées de moins de 2 cm suivant  $0z$ .

– **Ajustement du vertex :**

Pour chacun des regroupements suivant l’axe  $0z$  précédent, les deux étapes ci-dessous sont effectuées :

1. Les traces avec un petit paramètre d’impact calculé par rapport au centre du détecteur sont sélectionnées et un ajustement de Kalman itératif permet de déterminer leur origine. A chaque itération, si le  $\chi^2$  du vertex trouvé est plus grand que 10, la trace contribuant le plus au  $\chi^2$  est enlevée de l’ajustement. Ce processus est répété jusqu’à ce que le  $\chi^2$  du vertex soit inférieur à 10, ou jusqu’à ce qu’il n’y ait plus que

deux traces restantes. L'algorithme est poursuivi en utilisant les traces associées à aucun vertex, jusqu'à ce que plus aucun vertex ne soit trouvé. Une liste de vertex préliminaires, correspondant aux différentes positions trouvées par l'algorithme, est ainsi obtenue.

2. Les traces sont sélectionnées suivant leur paramètre d'impact calculé par rapport à chaque vertex précédent, et sont réajustées avec l'algorithme adaptatif décrit ci-dessus.

– **Sélection du vertex primaire :**

L'algorithme peut trouver plusieurs vertex primaires car à chaque croisement de faisceaux plusieurs interactions de biais minimum s'ajoutent à l'interaction dure. Le vertex correspondant à l'interaction dure doit être sélectionné. La méthode utilisée est décrite dans [59]. Elle consiste à calculer la probabilité qu'un vertex provienne d'un événement de biais minimum. Les traces provenant d'événements de biais minimum ayant une impulsion transverse plus petite que les traces provenant d'une interaction dure, il est possible de calculer la probabilité qu'une trace vienne d'un événement de biais minimum en utilisant la distribution de l'impulsion transverse de traces venant d'événements de biais minimum simulés. Les probabilités par trace sont ensuite combinées afin de former une probabilité par vertex. Le vertex avec la plus petite probabilité est choisi.

La précision sur la position du vertex primaire ainsi que l'efficacité de reconstruction et d'identification peuvent être trouvées dans [60]. A titre indicatif, quelques chiffres sont donnés : la précision sur la position du vertex primaire est de  $12.8 \mu\text{m}$  dans des événements simulés  $Z \rightarrow b\bar{b}$  et de  $9,3 \mu\text{m}$  dans des événements simulés  $Z \rightarrow q\bar{q}$ , alors que les efficacités de reconstruction et d'identification du vertex primaire sont proches de 100% dans les données  $Z \rightarrow \mu^- \mu^+$ .

### 3.3 Les électrons

Les électrons (tout comme les photons) déposent essentiellement leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. La brique fondamentale de l'algorithme de reconstruction des électrons est la tour calorimétrique (voir section 3.5.2), dont l'énergie est la somme des énergies des cellules qui la composent, combinées suivant le schéma E-scheme [67] (voir section 3.5.1). Le point de départ de l'algorithme est la recherche des dépôts d'énergie dans le calorimètre (utilisation d'un algorithme de cône simple de rayon 0.4, voir section 3.5.2). La deuxième étape consiste à regrouper les tours à l'intérieur d'un cône de rayon 0.2 autour des dépôts trouvés précédemment, pour former des amas. Chaque amas est un candidat électromagnétique. Parmi ces candidats, seuls ceux vérifiant les conditions suivantes sont conservés :

- une énergie transverse supérieure à 1.5 GeV ;
- une quantité d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre supérieure à 90 % de l'énergie totale de l'amas ;
- une valeur d'isolation inférieure à 0.15, où la valeur d'isolation est définie par :

$$f_{\text{iso}} = \frac{E_{\text{tot}}(R < 0.4) - E_{\text{EM}}(R < 0.2)}{E_{\text{EM}}(R < 0.2)}$$

avec  $E_{\text{tot}}(R < 0.4)$  l'énergie totale comprise dans un cône de rayon 0.4, et  $E_{\text{EM}}(R < 0.2)$  l'énergie électromagnétique comprise dans un cône de rayon 0.2 ;



- un développement de la gerbe dans le calorimètre compatible avec celui attendu pour un électron. Pour ce faire, à l'aide de sept variables (la fraction électromagnétique dans les quatre premières couches du calorimètre, la position longitudinale du vertex, la largeur de la gerbe suivant  $\eta$  et  $\phi$ .), la matrice de covariance est formée à partir des distributions moyennes obtenues dans les simulations ;

$$H_{ij}^{(7)} = \frac{1}{N} \sum_{n=1,N} (x_i^n - \bar{x}_i)(x_j^n - \bar{x}_j)$$

avec  $H_{ij}^{(7)}$  l'élément (i,j) de la matrice, N le nombre d'électrons de la simulation,  $x_i, x_j$  les valeurs des deux variables,  $\bar{x}_i, \bar{x}_j$  les valeurs moyennes des deux variables. Un  $\chi^2$  est ensuite calculé :

$$\chi^2 = \sum_{ij=1,7} (x_i - \bar{x}_i) H_{ij}^{(7)-1} (x_j - \bar{x}_j).$$

Suivant la pureté recherchée, une valeur maximale fixée de ce  $\chi^2$  est demandée ;

- **Association avec une trace :**

Afin de distinguer les électrons des photons, l'amas doit être associé à une trace. Cette association utilise le  $\chi^2$  suivant :

$$\chi^2 = \left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\frac{E_T^{\text{amas}}}{p_T^{\text{trace}}} - 1}{\sigma_{\frac{E}{P}}}\right)^2$$

avec  $\delta\phi$  la distance angulaire dans le plan transverse entre la trace et l'amas dans la troisième couche du calorimètre et  $\sigma$  les écarts types des variables associées. Si  $\chi^2 \leq 0.01$ , l'amas est identifié comme électron, sinon comme photon ;

La résolution en énergie des électrons peut être trouvée dans [63], alors que les performances de la reconstruction et de l'identification sont données dans [62]. Quelques nombres sont donnés à titre indicatif : dans la région centrale du calorimètre ( $|\eta| \leq 0.8$ ), l'efficacité de reconstruction des électrons est de 84.1 % et leur résolution en énergie est de 3.83 % ; dans les bouchons ( $|\eta| \geq 1.1$ ), l'efficacité est de 91.52 % et la résolution de 3.1 %.

### 3.3.1 Correction de l'énergie mesurée

L'énergie mesurée des objets électromagnétiques doit être corrigée afin de remonter à l'énergie initiale des particules. Une première correction, dite géométrique, permettant de prendre en compte l'énergie perdue dans les matériaux présents avant le calorimètre ainsi qu'entre les modules de celui-ci, est déterminée par simulation [64]. Une deuxième correction, dite d'échelle, est mesurée dans des événements  $Z^0, J/\psi \rightarrow e^+e^-$  et permet d'étalonner la mesure de l'énergie des cellules de la partie électromagnétique du calorimètre [65]. La figure 3.2 illustre ces deux corrections.

## 3.4 Les muons

Les muons sont reconstruits en utilisant les informations de deux détecteurs indépendants : le système à muons et le détecteur de traces central. La première étape est de reconstruire un

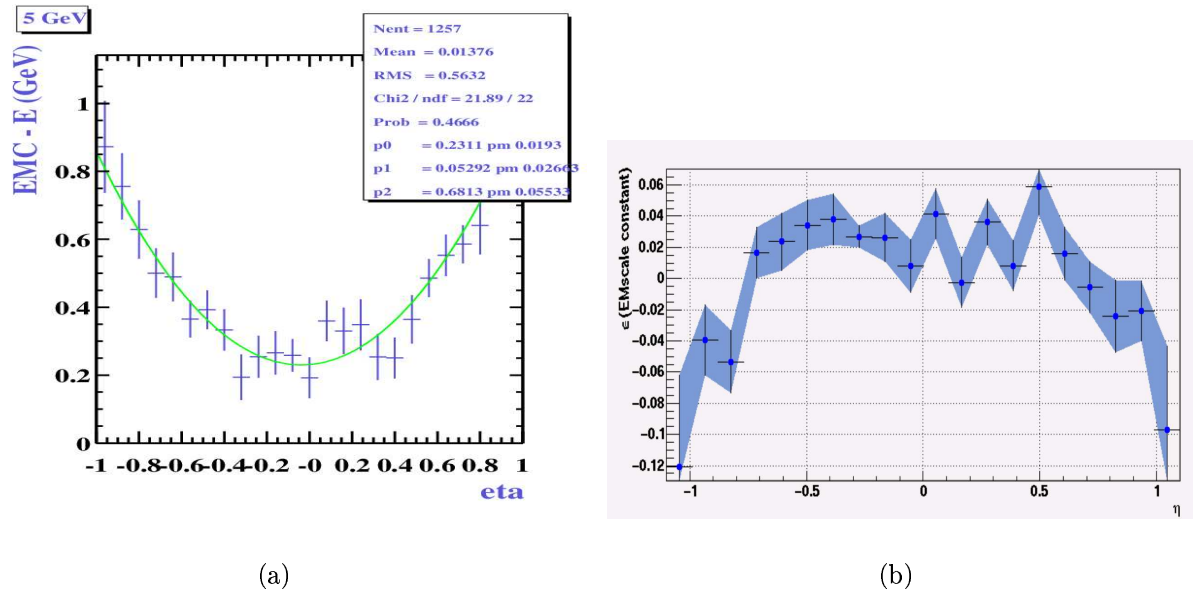


FIG. 3.2 – (a) Energie perdue par un électron de 5 GeV en fonction de  $\eta$  [64] (b) Constante d'échallonnage de la partie électromagnétique centrale du calorimètre en fonction de  $\eta$  [65].

muon, dit local, uniquement à l'aide du système à muon. Les impacts mesurés sont combinés pour former des segments, plus ou moins longs suivant le nombre de couches touchées (A, B et C). Tout d'abord, des segments BC sont formés, segments qui sont ensuite combinés avec les impacts dans la couche A. Les muons locaux peuvent par la suite être associés aux traces reconstruites dans le détecteur de traces, afin de tirer profit de la meilleure précision de celui-ci. La qualité de cette association étant décrite par un  $\chi^2$ .

Les muons locaux reconstruits sont classés en trois catégories, suivant la qualité de leur reconstruction [66] : bonne, moyenne et faible. Les conditions demandées pour ces différents critères sont les suivantes :

- les muons de bonne qualité sont ceux qui ont au moins deux impacts dans la couche A des chambres à dérive, un impact dans la couche A de scintillateurs, trois dans la couche BC de chambres à dérive, et au moins un impact dans une des couches BC de scintillateurs ;
- les muons possédant un impact dans la couche A et un dans les couches BC sont de qualité :
  1. moyenne s'ils ont les mêmes caractéristiques que les muons de bonne qualité mais avec seulement deux impacts dans les couches BC des chambres à dérive ;
  2. faible si un et un seul des critères décrits au 1. n'est pas vérifié ;
- les muons possédant un impact dans les couches BC et associés à une trace centrale sont de qualité :
  3. faible s'ils ont au moins un impact dans les couches BC de scintillateurs et deux dans les couches BC de chambres à dérive ;
  4. moyenne s'ils vérifient les critères du 3. et si  $\eta^{\text{det}} \leq 1.6$  ;
- les muons possédant un impact dans la couche A et associés à une trace centrale sont de qualité :

5. faible s'ils ont un impact dans la couche A de scintillateurs et deux dans la couche A de chambres à dérive ;
6. moyenne s'ils vérifient les critères du 5. et si  $\eta^{\text{det}} \leq 1.6$ ;

L'efficacité de reconstruction et d'identification des différents muons est donnée dans [66].

## 3.5 Les jets

Le but d'un algorithme de reconstruction de jets est d'identifier le parton coloré formé initialement dans une collision inélastique. Le fait que ce parton porte une charge de couleur rend ce but impossible à atteindre, puisque le confinement QCD impose à cette charge de couleur d'être associée à d'autres charges afin de former un objet neutre de couleur. C'est l'essence de la fragmentation : un ensemble d'objets colorés avec de grandes impulsions relatives doit se fragmenter en hadrons non colorés lorsque la distance entre les objets initiaux devient supérieure à l'échelle de confinement  $0(10^{-15})\text{m}$ . Ainsi, les hadrons observés lors d'une collision proton-antiproton sont les produits de tous les partons colorés initiaux produits dans la collision. Ces hadrons une fois regroupés à l'aide d'un algorithme de reconstruction des jets constituent l'empreinte expérimentale du parton.

Il existe deux types d'algorithmes de reconstruction de jet dans  $D\bar{O}$  : l'algorithme de cône [68] et l'algorithme  $k_T$  [70]. L'algorithme  $k_T$  suit les processus physiques de fragmentation et d'émission de gluons mous à travers un processus itératif de reconstruction de jets préliminaires en des jets complets. Cet algorithme regroupe les différents jets préliminaires par paire, par ordre d'impulsions relatives croissantes. L'algorithme de cône, quant à lui, est une approche ad hoc d'identification des jets utilisant un flot de hadrons confinés dans un cône .

L'algorithme  $k_T$  a la préférence des théoriciens puisqu'il prend bien en compte des effets de QCD, comme les radiations infrarouges et colinéaires (voir figure 3.3). Cependant, l'algorithme  $k_T$  est très sensible au bruit et à l'événement sous-jacent, i.e. l'interaction entre les particules ne participant pas à l'interaction principale. C'est pourquoi l'algorithme de cône est utilisé à  $D\bar{O}$ , bien qu'il introduise des arbitraires problématiques, comme le choix d'une taille de cône arbitraire, et la prise en compte de l'énergie perdue en dehors du cône dans l'espace  $(\eta \times \phi)$ . Le programme utilisé dans  $D\bar{O}$  pour la reconstruction des jets avec l'algorithme de cône est décrit dans [69]. Dans ce manuscrit, seul l'algorithme de cône est utilisé.

### 3.5.1 Combinaison des objets

A tous les stades de l'algorithme de reconstruction des jets, nous avons besoin de combiner les différents objets. Pour ce faire, on utilise la méthode E-scheme [67] qui consiste à additionner les quadriimpulsions :

$$P^J = (E^J, p^J) = \sum_i (E^i, p_x^i, p_y^i, p_z^i)$$

Les variables cinématiques usuelles de l'objet combiné peuvent ensuite être calculées à partir de ce quadrivecteur.

## 3.5.2 L'algorithme de reconstruction du Run II

Un algorithme de reconstruction de jets doit permettre de mesurer les propriétés cinématiques des partons initiaux. En particulier, il doit être insensible aux radiations infrarouges et colinéaires [67]. Ceci est illustré sur la figure 3.3.

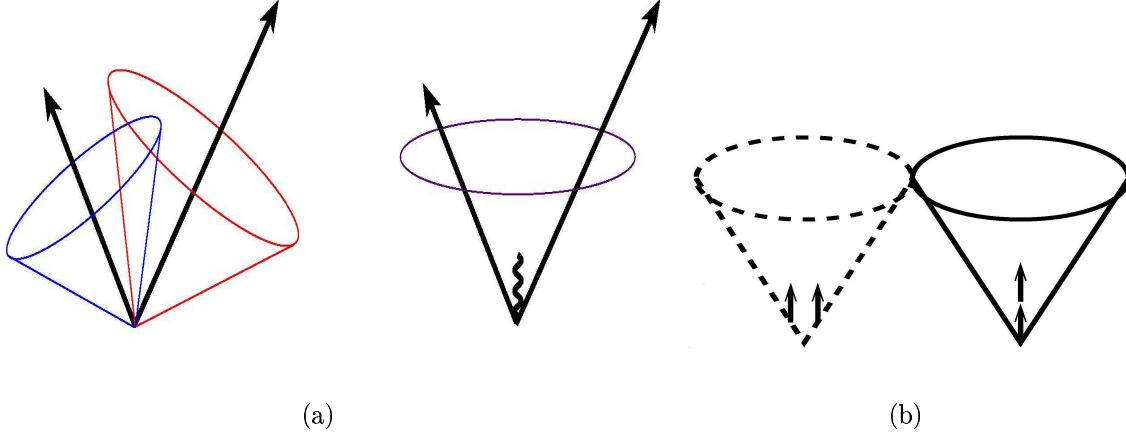


FIG. 3.3 – Illustration des sensibilités infrarouge et colinéaire [67]. (a) Sensibilité infrarouge : le regroupement commence autour de préamas, représentés par des flèches de longueur proportionnelle à leur énergie. La radiation d'une particule de très petite énergie, représentée par une ligne courbe, peut entraîner une fusion des jets. (b) Sensibilité colinéaire : le jet peut ne plus être reconstruit si on remplace un parton (à droite) par deux partons proches portant au total la même énergie (à gauche).

Le résultat de l'algorithme doit être invariant sous une transformation de Lorentz le long de l'axe  $z$ , le centre de masse du système proton-antiproton ne coïncidant pas avec celui des partons produits. Il doit aussi être indépendant du détail de la géométrie du détecteur et de sa granularité. Il doit enfin avoir une efficacité de reconstruction et une résolution maximales, et conduire à un temps de calcul raisonnable.

L'algorithme de cône utilisé au Run II se réalise en trois étapes :

– **formation des préamas : algorithme de cône simple**

L'entrée de cette première étape est la liste des tours du calorimètre. Une tour est ici définie comme la somme de toutes les cellules du calorimètre ayant les mêmes pseudo-rapidités et angles azimuthaux. A cause du bruit de fond important dans ces régions, les cellules du calorimètre hadronique grossier, ainsi que celles des couches *massless gap* des bouchons ne sont pas incluses dans le calcul de l'impulsion transverse de tours servant de point de départ à l'algorithme. La première étape de l'algorithme est de former des préamas en sélectionnant les tours du calorimètre au-dessus d'une impulsion minimum  $P_{T\text{préamas}} = 500 \text{ MeV}$ . Les tours sont ajoutées aux préamas si elles vérifient

$$\Delta R(\text{tour} - \text{préamas}) = \sqrt{(\eta_{\text{tour}} - \eta_{\text{préamas}})^2 + (\text{acos}(\cos(\phi_{\text{tour}} - \phi_{\text{préamas}})))^2} \leq 0.3.$$

$\eta_{\text{préamas}}$  et  $\phi_{\text{préamas}}$  sont recalculés à chaque fois qu'une tour est ajoutée, en suivant le schéma E-scheme. Une fois les préamas formés, seuls ceux ayant une impulsion transverse supérieure à 1 GeV sont gardés. Les préamas composés d'une tour unique sont rejetés.

– **formation des protojets (ou cônes stables)**

Cette étape prend en entrée la liste des préamas et la liste des tours. L'algorithme boucle sur la liste des préamas ordonnés en impulsion transverse décroissante. La distance entre le préamas et le protojet le plus proche dans la liste des protojets existants est calculée. Si elle est plus petite que  $\frac{R_{\text{cône}}}{2}$ , où  $R_{\text{cône}}$  est la taille du cône final, le préamas est ignoré et on passe au suivant. Sinon le préamas est considéré comme candidat protojet  $PJ_1$ . L'algorithme entre alors dans une phase itérative pour former un protojet, c'est-à-dire pour trouver un cône stable. Un cône de rayon  $R_{\text{cône}}$  est tout d'abord formé autour du candidat protojet  $PJ_1$ . Toutes les tours à l'intérieur de ce cône sont ensuite combinées pour former un nouveau candidat protojet,  $PJ_2$ . Ce processus est répété, en remplaçant le candidat  $PJ_1$  par  $PJ_2$ , jusqu'à ce qu'une des trois conditions suivantes soit vérifiée :

1.  $p_T^{PJ_1} \leq S_{\text{protojet}} \times P_{T\text{minJet}}$ , avec  $S_{\text{protojet}} = 0.5$  et  $P_{T\text{minJet}} = 6 \text{ GeV}$ ;
2. le candidat protojet est stable :  $\Delta R(PJ_1, PJ_2) \leq 0.001$ ;
3. le nombre d'itérations dépasse 50.

Dans le premier cas, le candidat protojet est rejeté. Sinon, le candidat protojet  $PJ_2$  est ajouté à la liste des protojets, s'il ne fait pas déjà partie de cette liste, i.e. si aucun protojet  $PJ$  ne vérifie  $|\frac{p_T^{PJ_2}}{p_T^{PJ}} - 1| \leq 1\%$ , et  $\Delta R(PJ_2, PJ) \leq 0.005$ .

L'algorithme utilise alors le préamas suivant comme départ d'un nouveau candidat protojet, jusqu'à ce que tous les préamas de la liste aient été testés.

– **addition des points médians**

Un tel algorithme est sensible aux radiations infrarouges et colinéaires. Afin de pallier à ce problème, des cônes stables sont recherchés autour de ce qu'on appelle des points médians. Ces points sont les médians des segments joignant deux centres de protojets  $PJ_1$  et  $PJ_2$  dans le plan  $(\eta \times \phi)$  et vérifiant  $\Delta R(PJ_1, PJ_2) \geq R_{\text{cône}}$  et  $\Delta R(PJ_1, PJ_2) \leq 2R_{\text{cône}}$ . En utilisant la liste des points médians à la place de la liste des préamas, on procède de la même façon que pour la formation des protojets (étape précédente), avec deux différences :

1. il n'y a pas de condition sur la distance minimale entre les points médians et le protojet le plus proche ;
2. on ne vérifie pas si le candidat protojet est déjà présent dans la liste des protojets.

Finalement, une liste de protojets provenant de la formation des préamas et de l'addition des points médians est obtenue.

– **rassemblement ou séparation**

Cette étape traite les possibles problèmes de recouvrement de deux protojets. En effet, les protojets partagent souvent les mêmes tours. Afin d'éviter un double comptage de l'énergie, un algorithme de rassemblement/séparation doit être appliqué. Cet algorithme boucle sur la liste des protojets  $PJ_1$  obtenue à l'étape précédente. Si  $PJ_1$  partage plus d'une tour avec n'importe quel autre protojet, la somme des  $p_T$  des tours partagées avec le protojet de plus haut  $p_T$  voisin de  $PJ_1$ ,  $PJ_2$  est calculée. Si cette somme est supérieure à 50 % du  $p_T$  de  $PJ_2$ , les deux protojets sont rassemblés : les tours de  $PJ_2$  qui ne sont pas en commun avec celles de  $PJ_1$  sont combinées, et le protojet  $PJ_2$  est enlevé de la liste des protojets. Par contre, si cette somme est inférieure à 50 % du  $p_T$  de  $PJ_2$ , les protojets sont séparés, i.e. chaque tour partagée entre  $PJ_1$  et  $PJ_2$  est assignée au protojet ( $PJ_1$  ou  $PJ_2$ ) le plus proche dans l'espace  $\eta \times \phi$ . Ensuite, la liste des protojets est réordonnée par ordre d'impulsion transverse décroissante et le processus est répété jusqu'au dernier protojet.

Les jets obtenus après l'algorithme de rassemblement/séparation sont les objets finals utilisés dans les analyses de physique. Pour finir, seuls les jets vérifiant  $p_T \leq p_{T\min}^{\text{jet}}$  sont conservés. Dans les données considérées pour notre analyse,  $p_{T\min}^{\text{jet}} = 6 \text{ GeV}$ .

### 3.5.3 L'algorithme T42

L'algorithme T42 a été proposé [71] afin d'obtenir un traitement fin et uniforme du bruit présent dans le calorimètre, ce qui conduit à une amélioration de la reconstruction des différents objets calorimétriques (jets, électrons, photons). Le bruit calorimétrique, défini de manière générale par un dépôt d'énergie sans rapport avec l'interaction dure, est séparé en trois catégories :

– **Bruit chaud :**

Les cellules chaudes proviennent d'un problème de détecteur (problème de matériaux, bruit électronique anormal), ou à des processus physiques comme les collisions de particules du faisceau à l'extérieur de la région d'interaction (liées à la désintégration des noyaux d'uranium radioactif composant le milieu absorbeur des couches électromagnétique et hadronique fine, ou encore au halo de particules autour du faisceau). L'énergie de ces cellules est typiquement supérieure à 1 GeV ;

– **Bruit tiède :**

Les cellules tièdes proviennent de problèmes de piédestaux ou à des problèmes de matériaux. L'énergie des cellules est plus basse, de l'ordre du MeV, mais ces cellules peuvent être très nombreuses, créant alors des zones tièdes ;

– **Bruit normal :**

Ce bruit est dû au bruit électronique gaussien, survivant à la suppression de zéro, i.e. à la suppression des cellules avec un dépôt d'énergie compris dans une fenêtre de  $2\sigma$  autour de la valeur des piédestaux, où  $\sigma$  est la RMS des piédestaux. Entre 1000 et 3000 cellules sont soumises à ce bruit dans chaque événement.

L'algorithme T42 est effectué avant les reconstructions des objets calorimétriques. Son but est de réduire le bruit normal. Dans cet algorithme, une cellule isolée est considérée comme bruyante et rejetée si elle ne correspond pas à une cellule typique du signal. Une cellule provient de signal si son énergie est positive et au-dessus de  $4\sigma$ , ou si son énergie est au-dessus de  $2\sigma$  et si l'énergie d'une cellule voisine est au-dessus de  $4\sigma$ .

Le nombre de cellules rejetées par l'algorithme T42 dans un événement varie de 30 % à 60 %. Les performances de cet algorithme dans la réduction de la reconstruction d'objets provenant de cellules bruyantes peuvent être trouvées dans [72].

### 3.5.4 L'identification

Une fois que les jets sont reconstruits, des coupures d'identification leur sont appliquées. Le but de ces coupures est de rejeter les jets ne provenant pas des hadrons de l'interaction principale, ainsi que ceux provenant d'électrons ou photons. Elles ont été optimisées et le détail de l'optimisation peut être trouvé dans [77].

#### Rejet des fractions électromagnétiques extrêmes

Une coupure sur la fraction d'énergie déposée par le jet dans le calorimètre électromagnétique (EMF) permet de rejeter les candidats "trop hadroniques", qui sont à priori du bruit. Ainsi, on

demande que chaque jet vérifie :

1.  $EMF > 0.05$ , ou
2.  $EMF > 0.03$  et  $1.1 < |\eta^{\text{det}}| < 1.4$ , ou
3.  $EMF > 0.04$  et  $|\eta^{\text{det}}| > 2.5$

### Rejet des jets déposant massivement leur énergie dans le calorimètre hadronique grossier

Le niveau de bruit est plus important dans le calorimètre hadronique grossier. Ainsi, une coupure sur la fraction d'énergie déposée par le jet dans celui-ci a pour but de rejeter les jets reconstruits autour de préamas provenant de cellules bruyantes. On demande pour chaque jet :

1.  $CHF < 0.4$ , ou
2.  $CHF < 0.6$  et  $0.85 < |\eta^{\text{det}}| < 1.25$ , ou
3.  $CHF < 0.44$  et  $|\eta^{\text{det}}| < 0.8$ , ou
4.  $CHF < 0.46$  et  $1.5 < |\eta^{\text{det}}| < 2.5$

### Rejet des jets non physiques

L'énergie transverse des jets reconstruits hors ligne est comparée à la somme des énergies des tours du calorimètre utilisées dans le déclenchement du niveau 1. En effet, l'électronique d'acquisition au niveau 1 étant différente de l'électronique d'acquisition hors ligne, elle n'est pas soumise aux mêmes bruits. Les cellules du calorimètre hadronique grossier n'étant pas incluses dans le déclenchement au niveau 1, on soustrait leur énergie à l'impulsion du jet hors-ligne. On compare donc  $p_T \times (1 - CHF)$  à une nouvelle variable appelée L1SET. Elle est définie pour un jet donné par la somme scalaire de l'énergie transverse des tours du niveau 1 comprises à l'intérieur d'un cône de rayon  $R = 0.5$  autour du jet. La coupure appliquée dépend de la position du jet :

1.  $\frac{L1SET}{p_T \times (1 - CHF)} > 0.5$  ou
2.  $\frac{L1SET}{p_T \times (1 - CHF)} > 0.35$  et  $p_T < 15$  GeV,  $|\eta| > 1.4$  ou
3.  $\frac{L1SET}{p_T \times (1 - CHF)} > 0.1$  et  $p_T < 15$  GeV,  $|\eta| > 3$  ou
4.  $\frac{L1SET}{p_T \times (1 - CHF)} > 0.2$  et  $p_T \geq 15$  GeV,  $|\eta| > 3$ .

Ce critère est une confirmation du jet par le système de déclenchement de niveau 1.

### 3.5.5 Les performances de la reconstruction et de l'identification

L'efficacité de reconstruction et d'identification des jets est déterminée sur des événements  $Z(\rightarrow e^+e^-) + \text{jet}$ .

#### Echantillon de données et sélection des événements $Z(\rightarrow e^+e^-) + \text{jet}$

Les données utilisées correspondent à un déclenchement par au moins deux objets électromagnétiques. On dispose de 8 millions d'événements. Dans la suite, seuls les deux objets électromagnétiques de plus grande impulsion transverse sont considérés. Pour identifier les électrons

provenant de la désintégration du Z, on demande que les deux objets électromagnétiques de plus grande impulsion transverse soient identifiés comme électrons, et qu'au moins un des ces deux objets vérifie les coupures de qualité assez sévères énumérées ci-dessous :

1.  $p_T \geq 25 \text{ GeV}$ ;
2.  $\text{EMF} \geq 0.9$ ;
3.  $f_{\text{iso}} \leq 0.15$ ;
4.  $\chi_{\text{H}(7)}^2 \leq 20$ ;
5.  $|\eta^{\text{det}}| \leq 1$ .

Quant à l'autre objet, les critères de qualité qui lui sont appliqués sont un peu plus lâches, afin de conserver une statistique raisonnable :

1.  $p_T \geq 15 \text{ GeV}$ ;
2.  $\text{EMF} \geq 0.9$ ;
3.  $f_{\text{iso}} \leq 0.15$ ;
4.  $\chi_{\text{H}(7)}^2 \leq 50$ ;
5.  $|\eta^{\text{det}}| \leq 2.5$ .

On parlera maintenant d'électrons et non d'objets électromagnétiques.

Seuls les jets vérifiant tous les critères de qualité énumérés plus haut sont conservés. Afin de sélectionner des événements  $Z(\rightarrow e^+e^-) + \text{jet}$ , la masse invariante des deux électrons est reconstruite. Elle est définie par :

$$M_{e_1 e_2} = \sqrt{2 \times p_T^{e_1} \times p_T^{e_2} \times (\cosh(\eta^{e_1} - \eta^{e_2}) - \cos(\phi^{e_1} - \phi^{e_2}))}$$

où  $e_1$  et  $e_2$  sont les deux électrons. La distribution de  $M_{e_1 e_2}$  est représentée sur la figure 3.4, où elle est ajustée par une gaussienne.

Pour sélectionner des événements Z+jets, on demande :  $70 \text{ GeV} \leq M_{e_1 e_2} \leq 110 \text{ GeV}$ . Après ces sélections, il reste 30000 événements.

### Méthode du calcul de l'efficacité de reconstruction et d'identification

La première étape est la reconstruction des jets de traces, i.e. la reconstruction des jets en utilisant uniquement les traces des particules chargées présentes dans le jet. En effet, un jet étant composé en moyenne de  $\frac{2}{3}$  de particules chargées, il peut être reconstruit dans le détecteur de traces. Ceci permet d'obtenir une information sur les jets présents dans l'événement sans utiliser l'information calorimétrique. Nous pouvons ainsi sélectionner un échantillon d'événements  $Z(\rightarrow e^+e^-) + \text{jets}$  très pur, et complètement indépendant du calorimètre. C'est dans cet échantillon que l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets calorimétriques est calculée.

L'algorithme utilisé pour la reconstruction des jets de traces est un algorithme de cône simple à trois dimensions [73] :

- La liste des traces classées par ordre d'impulsion transverse décroissante est fournie en entrée. Ces traces doivent vérifier les conditions suivantes :

1.  $\chi_{\text{trace}}^2 \leq 4$ ;
2.  $p_T^{\text{trace}} \geq 0.5 \text{ GeV}$ ;



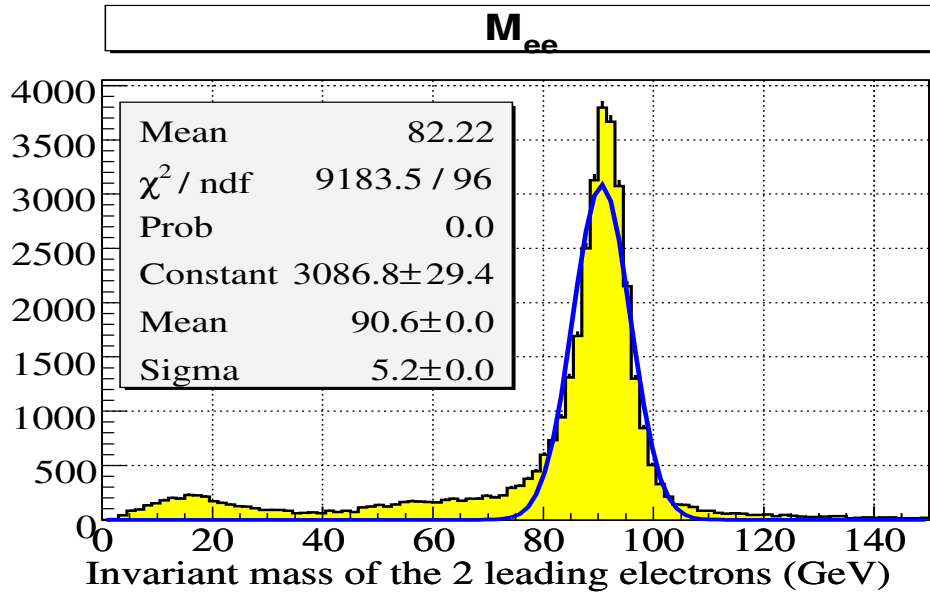


FIG. 3.4 – Distribution de la masse invariante des deux électrons.

3.  $N_{\text{SMT hit}}^{\text{trace}} \geq 1$ ;
4.  $|\text{IP}_{\text{PV}}^{0z}| \leq 0.4 \text{ cm}$ ;
5.  $|\text{IP}_{\text{PV}}^{x0y}| \leq 0.2 \text{ cm}$ .

La trace de plus grande impulsion transverse est utilisée comme point de départ, à condition que son impulsion transverse soit supérieure à 1 GeV. Ensuite, l'algorithme boucle sur les traces de la liste précédente et la trace est ajoutée au préamas si

1.  $\Delta R(\text{préamas} - \text{trace}) \leq R_{\text{cône}}$ ;
2.  $\Delta z(\text{préamas} - \text{trace}) \leq \delta z$ ; avec  $R_{\text{cône}} = 0.5$  et  $\delta z = 1 \text{ cm}$  la distance maximale permise entre les traces suivant l'axe  $z$ .

– Les préamas obtenus sont conservés et ajoutés à la liste des jets de traces si :

1. ils sont construits à partir d'au moins deux traces ;
2.  $p_{\text{T}}^{\text{jet de traces}} \geq 1 \text{ GeV}$ ;
3.  $\Delta R(\text{jet de traces} - \text{electron}^Z) \geq 1$ , avec  $\text{electron}^Z$  les deux électrons provenant du  $Z$ , cette condition permettant d'éviter de reconstruire les électrons provenant de la désintégration du  $Z$  comme jets de traces ;
4.  $|\eta_{\text{jet de traces}}^{\text{det}}| \leq 2.3$ .

L'avantage d'utiliser un algorithme à trois dimensions est de permettre une discrimination entre les jets de traces provenant de l'interaction dure et ceux provenant des événements de biais minimum.

Maintenant que les jets de traces sont reconstruits, seuls les événements satisfaisant les conditions suivantes sont conservés :

- l'événement doit posséder exactement un jet de traces avec  $\Delta\phi(Z - \text{jet de traces}) \geq 2.6$ , puisque dans les événements correspondant au processus physique  $Z(\rightarrow e^+e^-) + \text{jet}$ , le jet et le  $Z$  sont produits dos à dos ;

- pas de jets calorimétriques en dehors d'un cône de rayon 0.6 autour du jet de traces, afin de conserver la confirmation du détecteur de traces.

Le sous-échantillon obtenu nous permet maintenant de calculer l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets calorimétriques, égale au rapport du nombre d'événements possédant au moins un jet ayant passé les coupures d'identification sur le nombre total d'événements. Cette efficacité est calculée en fonction de l'impulsion transverse du Z, et est représentée sur la figure 3.5. Les ajustements sont présentés à titre indicatifs, et ne sont en aucun cas utilisés. On remarque que l'efficacité de reconstruction et d'identification diminue de 30 % dans les zones inter-cryostats ( $1.1 < |\eta| < 1.4$ ). L'efficacité est de 100 % lorsque le Z a une impulsion transverse supérieure à 40 GeV, et ce quelle que soit la zone du calorimètre dans laquelle se trouve le jet.

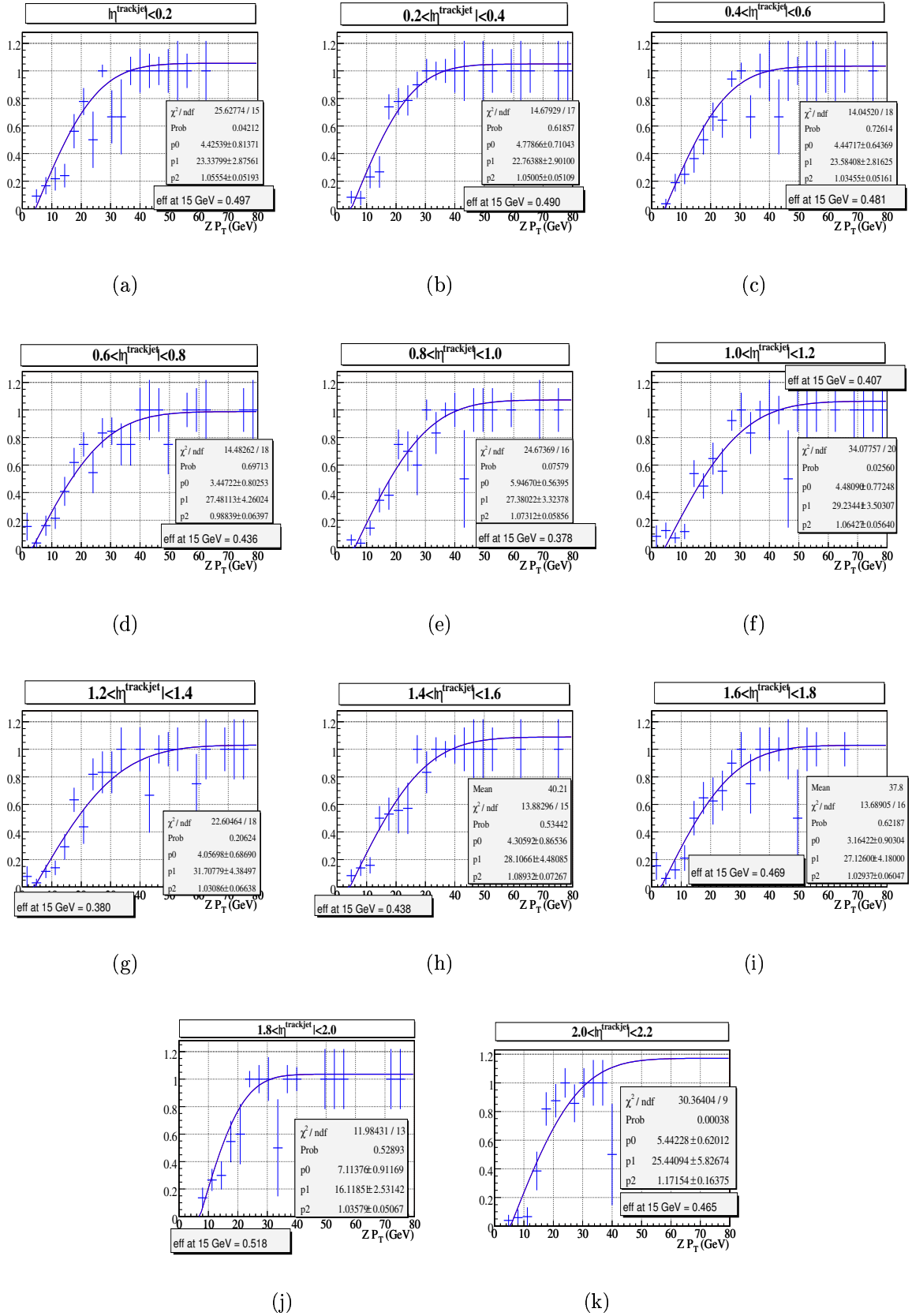


FIG. 3.5 – Efficacité de reconstruction et d'identification des jets pour différentes régions du calorimètre. Les ajustements sont réalisés à titre indicatif.

### 3.5.6 Optimisation de l'algorithme de reconstruction des jets pour les jets de petite impulsion transverse

L'algorithme de reconstruction des jets calorimétriques décrit dans la section précédente n'est pas optimisé pour la reconstruction de jets provenant de particules de petite impulsion transverse ( $p_T \leq 20$  GeV). Or la cinématique du signal  $h^0 b(\bar{b})$  est bien particulière : deux jets avec de grande impulsion transverse ( $p_T \geq 40$  GeV), et un de très petite impulsion transverse ( $p_T \leq 15$  GeV), comme illustré sur la figure 3.6.

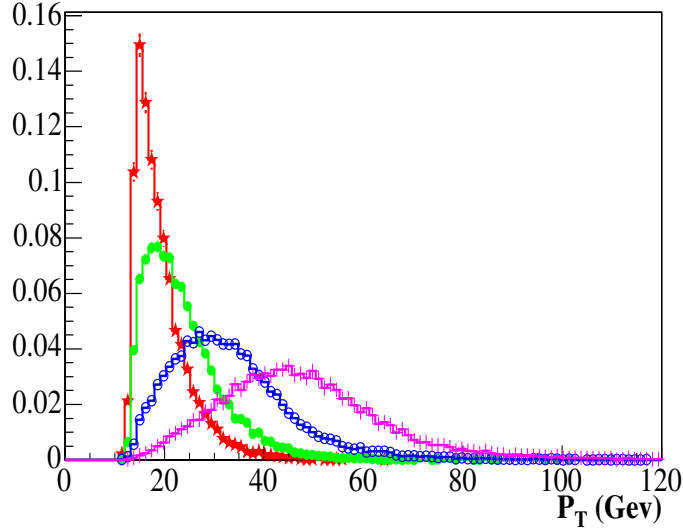


FIG. 3.6 – Distribution de l'impulsion transverse des quatre jets de plus grande impulsion transverse, dans le signal  $h^0 b(\bar{b})$  engendré avec **PYTHIA** pour  $m_H = 110$  GeV. Par ordre d'impulsion transverse décroissante : croix, rond, cercle et étoile.

C'est pourquoi nous avons étudié le gain que l'on pourrait obtenir sur l'efficacité de reconstruction des jets de petite impulsion transverse en modifiant les valeurs de deux paramètres de l'algorithme de reconstruction : la coupure sur l'impulsion transverse des proto-jets, appelée dans la section 3.5.2  $S_{\text{proto-jet}}$  et la coupure sur l'impulsion transverse des jets finals, appelée  $P_{T_{\text{minJet}}}$ . Le même échantillon déclenché sur deux objets électromagnétiques est utilisé mais les jets calorimétriques sont reconstruits avec de nouvelles valeurs pour les deux paramètres cités précédemment. Les mêmes coupures sur les objets électromagnétiques et sur la masse invariante des deux électrons de plus grande impulsion transverse sont appliquées. Les jets de traces sont reconstruits en suivant le même algorithme que dans le paragraphe précédent. L'efficacité de reconstruction et d'identification des jets calorimétriques est calculée pour ces nouveaux jets, et comparée à celle obtenue précédemment.

Dans l'algorithme décrit dans la section 3.5.2,  $S_{\text{proto-jet}} = 0.5$  et  $P_{T_{\text{minJet}}} = 6$  GeV. Ainsi, la coupure sur l'impulsion transverse des proto-jets valait 3 GeV. Nous avons étudié  $S_{\text{proto-jet}} = 0$ , i.e. une coupure sur l'impulsion transverse des proto-jets de 0 GeV. L'efficacité obtenue est représentée sur la figure 3.7 (a). On peut conclure que la coupure sur le  $p_T$  des proto-jets n'a que très peu d'influence sur les jets finals reconstruits, la coupure  $P_{T_{\text{minJet}}}$  dominant. Ainsi,

pour un Z d'impulsion transverse de 15 GeV, l'efficacité n'est augmentée que de 1.4%. Nous avons aussi étudié  $P_{T\text{minJet}} = 2$  GeV, tout en conservant  $S_{\text{proto-jet}} = 0$ . L'efficacité obtenue est représentée sur la figure 3.7 (b). La diminution d'un facteur 2 de l'impulsion transverse minimale requise pour les jets finals, combinée à une baisse du seuil demandé sur l'impulsion transverse des proto-jets, a un fort impact sur l'efficacité à petit  $p_T$  : pour un Z d'impulsion transverse de 15 GeV, l'efficacité est augmentée de 50%.

La coupure  $P_{T\text{minJet}} = 2$  GeV devrait être utilisée dans les prochains codes de reconstruction des jets, dès qu'une échelle d'énergie des jets ainsi qu'un étiquetage des jets provenant de quarks beaux jusqu'à des impulsions transverses de 5 GeV seront disponibles. Pour l'instant, ces deux propriétés ne sont calculées que pour des jets d'impulsion transverse de plus de 15 GeV.

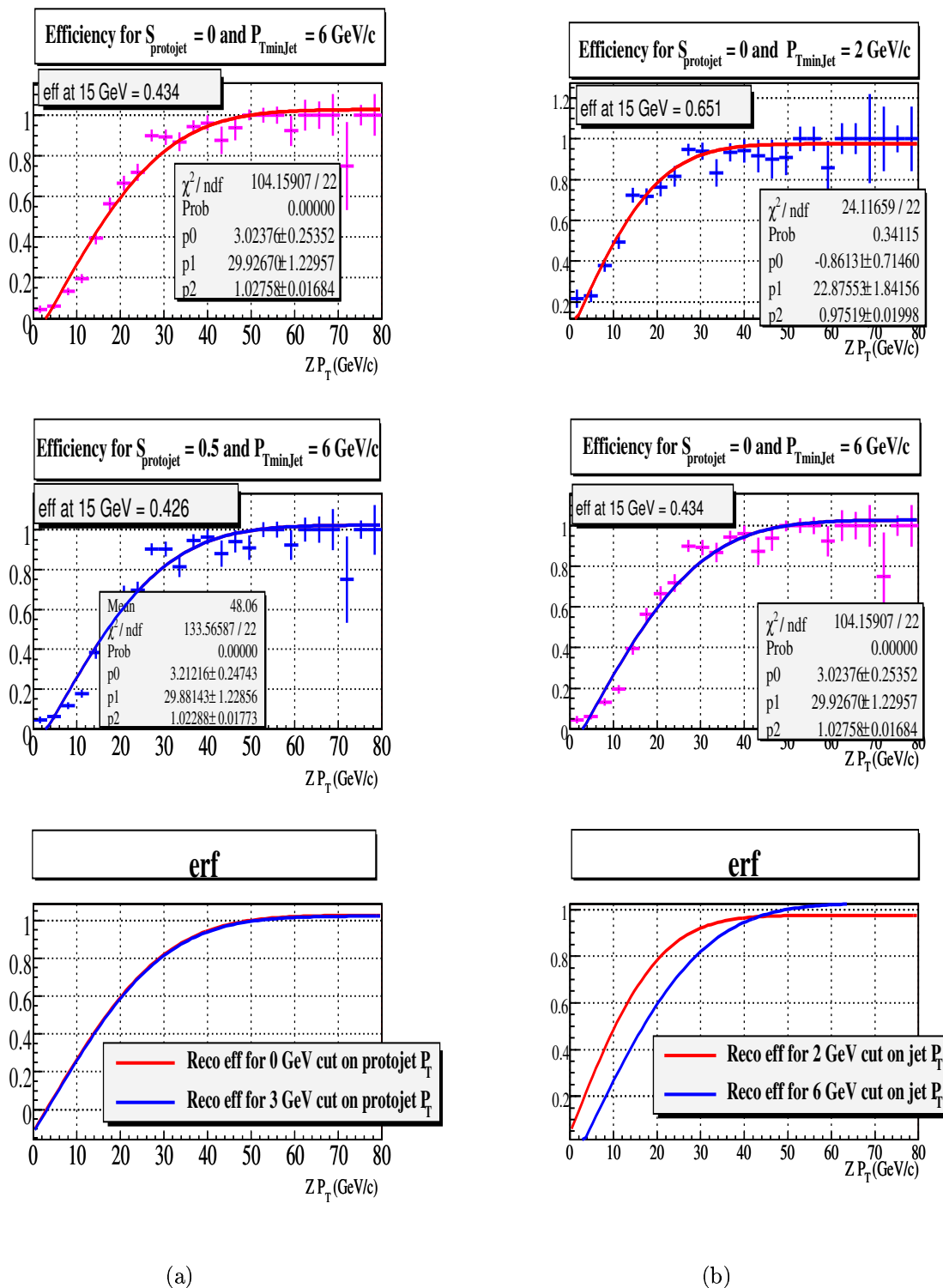


FIG. 3.7 – Efficacité de reconstruction et d'identification des jets pour (a)  $S_{\text{proto-jet}} = 0$  et  $P_{T\text{minJet}} = 6 \text{ GeV}$  (b)  $S_{\text{proto-jet}} = 0$  et  $P_{T\text{minJet}} = 2 \text{ GeV}$ . Les courbes du haut montrent l'efficacité obtenue avec les nouveaux paramètres, les courbes du milieu rappellent celle obtenue avec les anciens paramètres. Les courbes sont ajustées avec une fonction Erf. Les deux fonctions ajustées sont représentées sur les courbes du bas.

### 3.5.7 L'échelle d'énergie des jets

L'énergie hadronique des jets est absorbée très efficacement par le calorimètre. Cependant, plusieurs mécanismes peuvent causer une différence entre l'énergie mesurée dans les cellules incluses dans un jet et l'énergie du parton initial. Une correction, appelée JES ou échelle d'énergie des jets doit être appliquée à l'énergie des jets. La méthode utilisée est détaillée dans [76].

L'échelle d'énergie des jets corrige l'énergie mesurée du jet,  $E^{\text{mes}}$  afin de ramener son énergie au niveau particulaire,  $E^{\text{particule}}$ , c'est-à-dire afin de ramener son énergie à ce qu'elle serait sans interaction avec le calorimètre. Cette correction vaut :

$$E_{\text{corrigée}} = \frac{E^{\text{mes}} - E_{\text{offset}}(R_{\text{cône}}, \eta, \mathcal{L})}{\mathcal{R}(R_{\text{cône}}, \eta, E^{\text{mes}}) \mathcal{S}(R_{\text{cône}}, \eta, E^{\text{mes}})}$$

avec  $\mathcal{L}$  la luminosité,  $R_{\text{cône}}$  le paramètre de l'algorithme de reconstruction décrit section 3.5.2 et :

–  $\mathcal{R}(R_{\text{cône}}, \eta, E^{\text{mes}})$  **la réponse du calorimètre :**

La réponse du calorimètre n'est pas parfaite et est typiquement inférieure à 1. Ceci est dû à des pertes d'énergie dans les régions non instrumentées entre les modules du calorimètre, à des inhomogénéités entre les modules, et à une réponse du calorimètre différente entre les couches électromagnétiques et hadroniques, celui-ci n'étant pas parfaitement compensé (voir section 2.2.3). Cette correction est déterminée avec les événements  $\gamma$ +jet, l'énergie du photon étant purement électromagnétique et étalonnée indépendamment dans des événements  $Z \rightarrow e^+e^-$ . L'énergie transverse du jet doit équilibrer l'énergie du photon ;

–  $E_{\text{offset}}(R_{\text{cône}}, \eta, \mathcal{L})$  **le décalage (offset) :**

L'énergie des cellules provenant d'événements sous-jacents, i.e. la présence de partons spectateurs, d'interactions multiples, d'empilement de signaux provenant de deux collisions successives, de bruits électroniques et de bruits provenant de l'absorbeur en uranium peut entraîner un décalage de l'énergie des jets. Cette correction est déterminée à partir de l'énergie des événements de biais minimum ;

–  $\mathcal{S}(R_{\text{cône}}, \eta, E^{\text{mes}})$  **la correction de l'énergie à l'extérieur du cône :**

C'est la fraction de l'énergie des particules se trouvant dans le cône de reconstruction déposée effectivement à l'intérieur de ce même cône. Lorsqu'une particule à l'intérieur du cône interagit avec le calorimètre, une fraction de son énergie peut être déposée à l'extérieur du cône lors du développement de la gerbe ou de l'émission par celle-ci de particules. Seul le premier effet est corrigé, c'est pourquoi on ramène l'énergie du jet au niveau particulaire et non au niveau partonique. Cette correction est déterminée en mesurant le profil en énergie des jets.

Comme tous ces effets ne sont pas modélisés correctement dans les simulations, deux échelles d'énergie sont appliquées suivant que l'on considère un jet dans les données ou dans la simulation.

La figure 3.8 montre la correction en énergie ainsi que l'erreur sur cette correction en fonction de l'énergie transverse du jet et de sa pseudo-rapacité dans les données.

La correction à l'énergie des jets dépend aussi de la saveur du jet. En particulier, les jets provenant de quarks beaux peuvent avoir une réponse ainsi qu'une énergie à l'extérieur du cône différentes. Malheureusement pour l'instant, la seule correction supplémentaire disponible concerne les jets pour lesquels le quark beau se désintègre semi-leptoniquement et produit un muon et un neutrino. L'énergie du jet est corrigée de ces deux dernières particules, le muon et

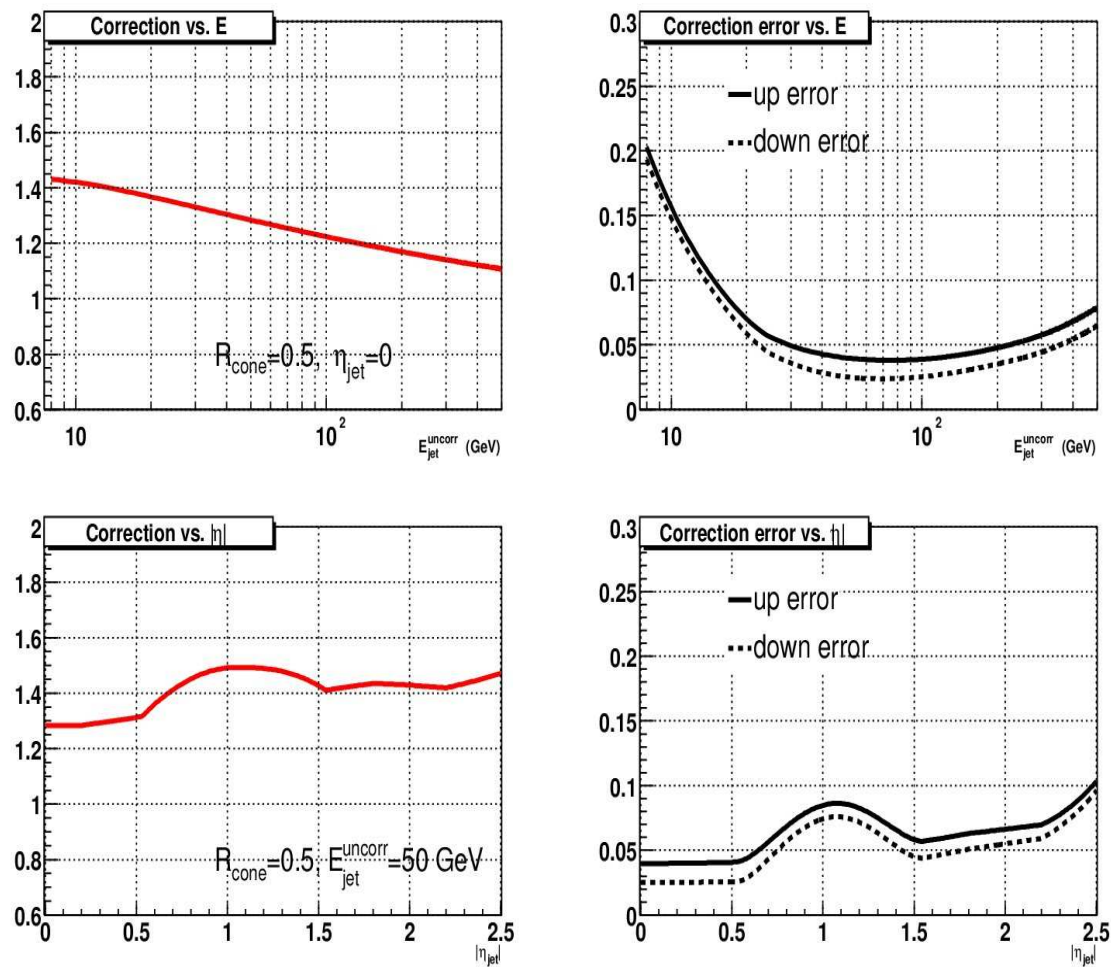


FIG. 3.8 – Correction à l'énergie des jets en fonction de (a)  $p_T$  et (b)  $\eta$  dans les données. Les figures de droite représentent les incertitudes associées [74].

le neutrino n'étant en effet pas détectés dans le calorimètre. On suppose pour cette correction que le neutrino transporte la même énergie que le muon.

### 3.5.8 La résolution en énergie

L'état final recherché dans notre analyse comportant au moins trois jets, il est crucial de s'assurer que la résolution en énergie des jets dans les simulations reproduit bien celle des données. La méthode utilisée est décrite de manière détaillée dans [75].

Deux échantillons indépendants sont utilisés pour mesurer la résolution en énergie des jets. Le premier échantillon est un échantillon d'événements contenant deux jets dos à dos. Un exemple de diagramme de Feynman donnant lieu à la reconstruction de tels événements est visible sur la figure 3.9 (gauche). Les événements ont déclenché un trigger demandant au moins un jet et possèdent exactement deux jets reconstruits ayant passé les coupures d'identification et vérifiant  $\Delta\phi(\text{jet1} - \text{jet2}) \geq 2.9$ . La différence entre l'impulsion transverse des deux jets est



étudiée. L'échantillon est divisé en plusieurs intervalles d'impulsion transverse moyenne des deux jets  $\langle \frac{p_T^{\text{jet1}} + p_T^{\text{jet2}}}{2} \rangle$ . Pour chaque intervalle, la distribution de l'asymétrie de l'impulsion transverse des deux jets,  $\mathcal{A}$ , est étudiée, avec :

$$\mathcal{A} = \frac{|p_T^{\text{jet1}} - p_T^{\text{jet2}}|}{p_T^{\text{jet1}} + p_T^{\text{jet2}}}.$$

La largeur de  $\mathcal{A}$ , obtenue par un ajustement gaussien de moyenne 0, donne la résolution en énergie des jets :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{2}\sigma_{\mathcal{A}}.$$

Le second échantillon permet de mesurer la résolution en énergie des jets d'impulsion transverse inférieure à 50 GeV. Il se compose d'événements  $\gamma$ +jet. Un exemple de diagramme de Feynman pour de tels événements est représenté sur la figure 3.9 (droite). L'échantillon contient des événements ayant déclenché un trigger demandant au moins 1 objet électromagnétique, et dans lesquels exactement un objet électromagnétique est reconstruit. Une variable d'asymétrie est définie de la même façon que précédemment :

$$\mathcal{A} = \frac{p_T^{\text{jet}} - p_T^{\gamma}}{p_T^{\gamma}}.$$

Comme la résolution du photon est meilleure que la résolution du jet,  $\sigma_{p_T^{\gamma}}$  est négligé . La résolution en énergie du jet est alors :

$$\frac{\sigma_{p_T^{\text{jet}}}}{p_T^{\text{jet}}} = \sigma_{\mathcal{A}} \times \frac{p_T^{\gamma}}{p_{T\text{jet}}}.$$

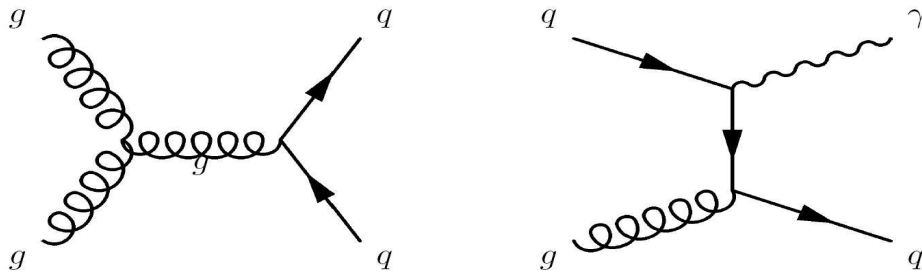


FIG. 3.9 – Exemple de diagrammes de Feynman pour les événements (a) dijets (b)  $\gamma$ +jet.

Les résultats des deux échantillons sont combinés et ajustés par :

$$\frac{\sigma_{p_T^{\text{jet}}}}{p_T^{\text{jet}}} = \sqrt{C^2 + \left(\frac{S}{\sqrt{p_T^{\text{jet}}}}\right)^2 + \left(\frac{N}{p_T^{\text{jet}}}\right)^2}.$$

Dans cette formule, C est un terme constant prenant en compte les non-linéarités de la réponse, S le terme d'échantillonnage, et N un terme lié au bruit. La figure 3.10 montre la résolution en

énergie des jets dans les données pour différents intervalles de rapidité [75].

Dans la simulation, la résolution est en général meilleure que dans les données. C'est pourquoi l'impulsion transverse des jets simulés est dégradée suivant une distribution gaussienne de largeur :

$$\sigma_{p_T^{\text{jet}}} = \sqrt{(\sigma_{p_T^{\text{jet}}}^{\text{données}})^2 - (\sigma_{p_T^{\text{jet}}}^{\text{MC}})^2}.$$

### 3.5.9 L'étiquetage des jets issus de quarks beaux

L'état final de notre analyse étant composé d'au moins trois jets provenant de quarks beaux (appelés dans la suite jets de b) une identification pure et efficace des jets de b est cruciale. Il nous faut aussi acquérir une bonne compréhension des biais pouvant être introduits par l'étiquetage de ces jets, ainsi que des différences entre l'étiquetage des jets de b dans les données et dans les simulations.

Plusieurs algorithmes d'étiquetage des jets de b sont utilisés dans DØ. Deux techniques distinctes sont utilisées :

- L'identification d'un électron ou d'un muon mou à l'intérieur d'un cône autour du jet indique la désintégration semi-leptonique d'un hadron b (ou c). L'algorithme concerné est nommé **Soft Lepton Tag** (SLT), et étiquète les jets possédant un lepton de petite impulsion transverse où  $\Delta R(\text{jet} - \text{lepton}) \leq 0.5$ .
- L'identification des traces déplacées provenant de la désintégration d'un hadron beau : en effet, celui-ci se désintégrant en moyenne en cinq particules chargées après une longueur de vol de 3 mm (pour une impulsion transverse de 50 GeV), les traces de ces particules chargées ont de grands paramètres d'impact, permettant leur identification. Une telle désintégration est représentée sur la figure 3.11. L'algorithme **Secondary Vertex Tagging** (SVT) identifie le vertex de désintégration du hadron b. L'algorithme **Jet Lifetime Probability** (JLIP) quant à lui calcule la probabilité que les traces à grand paramètre d'impact proviennent du vertex primaire. Un dernier algorithme, **Counting Signed Impact Parameter** (CSIP) compte le nombre de traces à grands paramètres d'impact, et impose un seuil minimal sur le nombre de ces traces.

Deux effets sont à distinguer lors du calcul de la probabilité d'étiqueter un jet de b par l'un des algorithmes SVT, JLIP ou CSIP :

- **Étiquetabilité :**  
La probabilité qu'un jet soit "étiquetable" est d'abord calculée. Cette étape permet de découpler l'efficacité d'étiqueter un jet de b avec les inefficacités du détecteur de traces, la présence de bruit dans le calorimètre, ou les inefficacités dues à la géométrie du détecteur. Les critères d'étiquetabilité d'un jet sont décrits dans la section suivante ;
- **Efficacité d'étiquetage :**  
La probabilité qu'un jet étiquetable soit étiqueté est ensuite déterminée.

#### Critères d'étiquetabilité

D'après [78], un jet est étiquetable s'il est associé à un jet de traces :  $\Delta R(\text{jet} - \text{jet de traces}) \leq 0.5$ . L'algorithme utilisé pour reconstruire les jets de traces est le même que celui décrit dans la section 3.5.5, avec  $\delta z = 2$  cm.

Ces critères sont les mêmes pour tous les algorithmes, et quelle que soit la saveur des jets. Environ 75 à 85 % des jets sont étiquetables dans les données, contre 85 à 95 % dans les

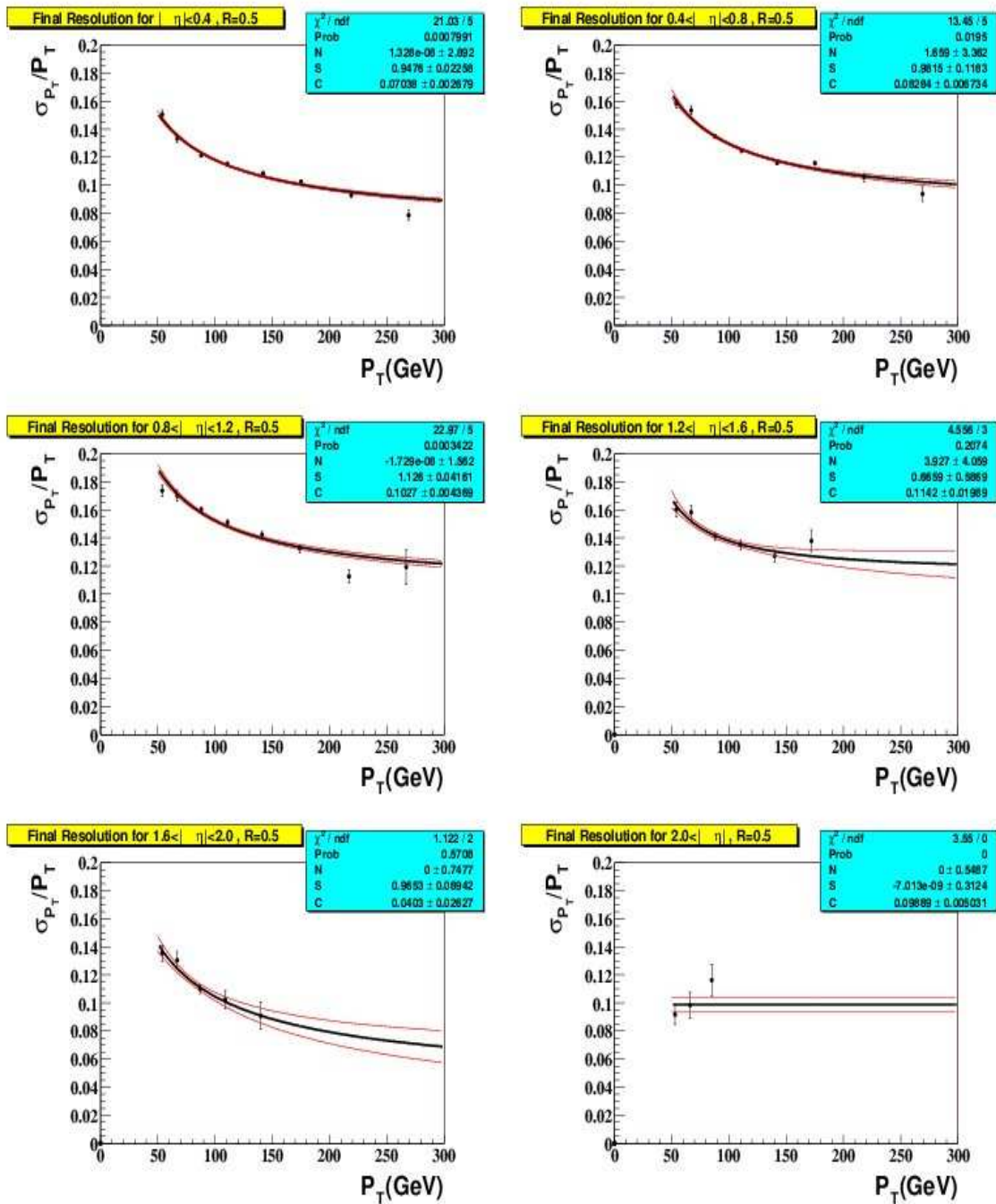


FIG. 3.10 – Résolution en énergie des jets en fonction de leur impulsion transverse dans les données pour différents intervalles de rapidité [75].

simulations [79] [80]. Cette différence est prise en compte en appliquant des poids aux jets simulés. L'étiquetabilité est ainsi paramétrisée en fonction de  $p_T$  et  $\eta$ , comme montrée sur la figure 3.12.

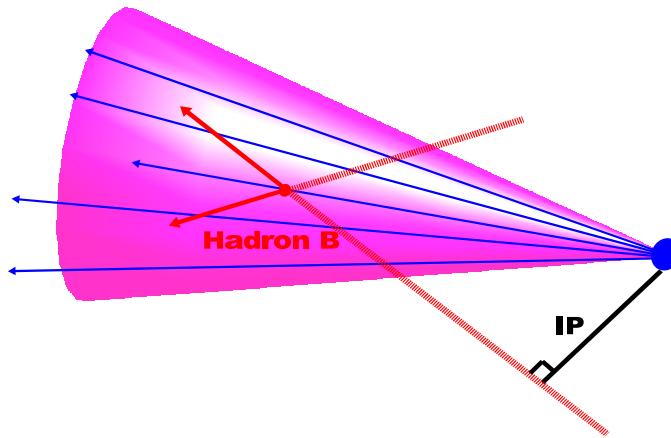


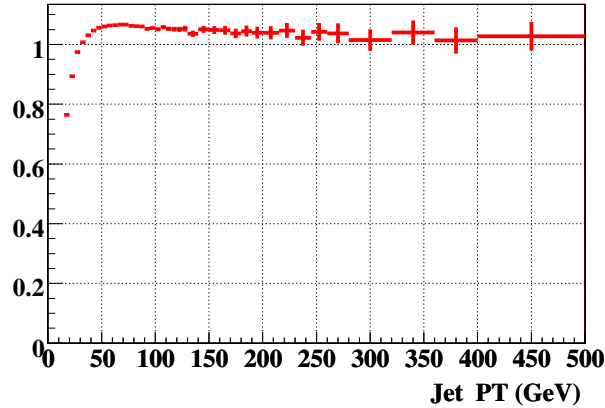
FIG. 3.11 – Représentation du jet (cône gris), des traces chargées qui lui sont associées (en noir), de la désintégration d'un hadron B et du vertex secondaire associé à cette désintégration (en gris foncé, lignes pointillées).

### Les méthodes d'étiquetage SVT, JLIP et CSIP

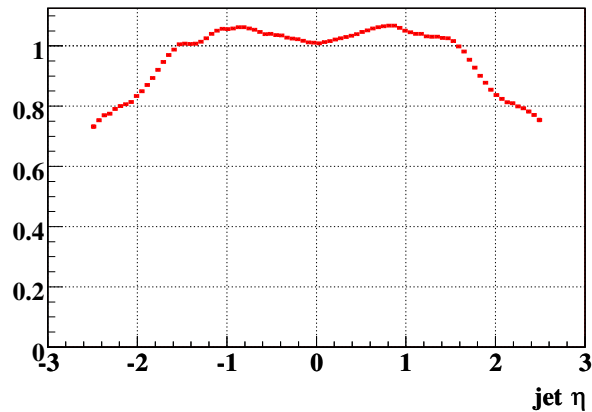
#### Algorithme SVT

L'algorithme **SVT** identifie les jets de b en reconstruisant le vertex de désintégration du hadron B à l'intérieur du jet. Il se réalise en cinq étapes :

- **Identification du vertex primaire :**  
Le vertex avec la plus petite probabilité de provenir d'événements de biais minimum est sélectionné dans la liste des vertex primaires (voir section 3.2) ;
- **Sélection des traces :**
  1. Les jets de traces sont reconstruits en utilisant l'algorithme de cône simple décrit section 3.5.5 ;
  2. Les traces avec un grand paramètre d'impact à l'intérieur des jets de traces sont sélectionnées ;
- **Reconstruction des vertex secondaires :**
  3. Les vertex avec plus de deux traces sont recherchés en utilisant la liste des traces trouvée précédemment ;
  4. Les traces non présentes dans la liste obtenue à l'étape 2. mais pointant vers les vertex reconstruits à l'étape 3. sont ajoutées suivant leur contribution au  $\chi^2$  du vertex ;
  5. Les vertex secondaires sont sélectionnés suivant leur longueur de désintégration transverse  $L_{x0y}$ , leur collinéarité  $C$  et leur  $\chi^2$ .  $L_{x0y}$  vaut  $L_{x0y} = | \mathbf{r}_{SV} - \mathbf{r}_{PV} |$  et  $C$  vaut  $C = \mathbf{L}_{x0y} \cdot \mathbf{P}_{\text{vertex}}$  où  $\tilde{\mathbf{P}}_{\text{vertex}}$  est l'impulsion du vertex secondaire, définie comme la somme des impulsions des traces attachées à celui-ci ;
- **Rejet des particules à long temps de vie :**  
Les vertex secondaires composés de deux traces de signe opposé peuvent provenir de particules à long temps de vie, comme les  $K^0$  ou les  $\gamma$  et leur présence est susceptible de fausser la mesure. Les hypothèses testées par l'algorithme de rejet de telles particules incluent  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\Lambda \rightarrow p^+\pi^-$  et la conversion de photons ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ). Les vertex secondaires



(a)



(b)

FIG. 3.12 – L'étiquetabilité paramétrisée en fonction de  $p_T$  (a) et  $\eta$  (b). Un poids supplémentaire de 85 % doit être appliqué afin que la convolution de chaque paramétrisation avec la distribution associée soit de 1.

sont rejetés si la masse invariante du système des deux traces est compatible avec la masse de la particule testée  $\pm 3\sigma$  où  $\sigma$  est la résolution sur la masse invariante de la paire de traces.

– **Association des vertex secondaires avec les jets calorimétriques :**

6. Les vertex secondaires sont associés aux jets calorimétriques si  $\Delta R(\text{vertex}, \text{jet}) \leq 0.5$ ;
7. Un jet calorimétrique est étiqueté jet de b si au moins un vertex secondaire avec  $\frac{L_{x0y}}{\sigma_{L_{x0y}}} \geq 5$  lui est associé.

**Algorithme JLIP**

Cet algorithme a été développé par les collaborations ALEPH et DELPHI [83] et a été

adapté dans DØ [82]. Une description détaillée de l'algorithme **JLIP** peut être trouvée dans [82]. Une brève description de l'algorithme est présentée dans la suite.

Le principe de l'algorithme **JLIP** est de chercher les traces à grand paramètre d'impact dans les jets. On donne un signe au paramètre d'impact suivant que le vecteur ayant pour origine le vertex primaire et pour extrémité le point d'approche minimale de la trace considérée est dans l'hémisphère défini par la direction du jet ou dans l'hémisphère opposé (voir figure 3.13). Le signe est donc donné par le signe de  $\cos(\mathbf{IP}, \mathbf{P}_{\text{jet}})$ .

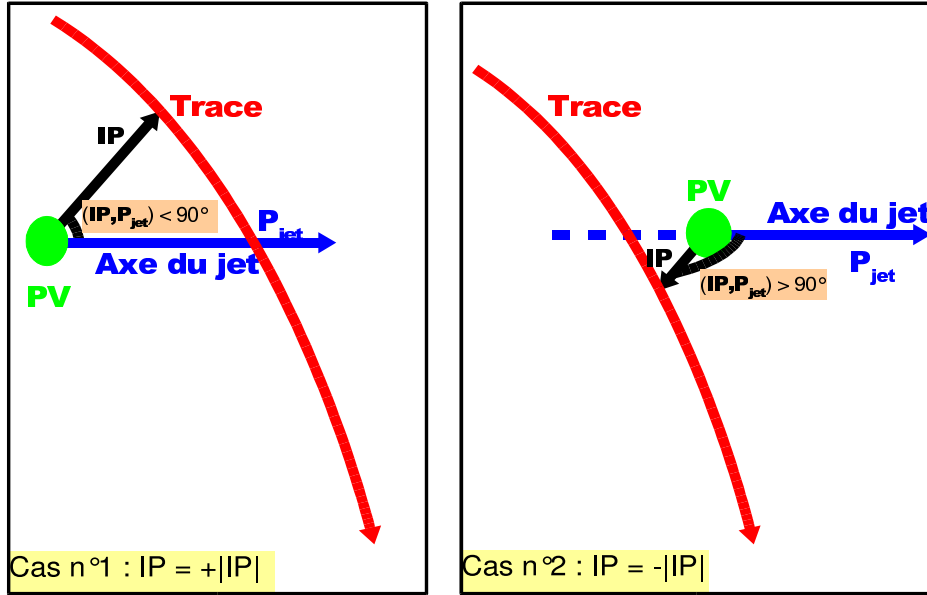


FIG. 3.13 – Explication de la définition du paramètre d'impact signé .

Ainsi, les particules avec un long temps de vol ont un paramètre d'impact positif, alors que la distribution du paramètre d'impact pour les particules issues du vertex primaire est symétrique par rapport à 0, due à la résolution sur la position des traces. Sur la figure 3.14, on peut voir la distribution de la signficance du paramètre d'impact signé, définie par  $S_{\text{IP}} = \frac{\text{IP}}{\sigma_{\text{IP}}}$  pour des événements simulés  $Z \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, Z \rightarrow c\bar{c}$  et  $Z \rightarrow b\bar{b}$ . La distribution de  $S_{\text{IP}}$  pour les traces issues de la désintégration de saveurs lourdes est très asymétrique. L'asymétrie légère dans la distribution de  $S_{\text{IP}}$  pour les saveurs légères est due à la présence de particules à long temps de vie, comme vu dans la description de l'algorithme **SVT**. Ces particules sont rejetées en utilisant la même méthode que pour l'algorithme **SVT**.

A l'aide de la partie négative de  $S_{\text{IP}}$ , on calcule la probabilité qu'une trace provienne du vertex primaire,  $\mathcal{P}_{\text{trace}}(S_{\text{IP}})$  :

$$\mathcal{P}_{\text{trace}}(S_{\text{IP}}) = \frac{\int_{-50}^{-|S_{\text{IP}}|} \mathcal{R}(s) ds}{\int_{-50}^0 \mathcal{R}(s) ds}$$

où  $\mathcal{R}(S_{\text{IP}})$  est la densité de probabilité de la distribution négative, ou fonction de résolution.  $\mathcal{P}_{\text{trace}}(S_{\text{IP}})$  est calculée pour des traces ayant  $S_{\text{IP}} \leq 50$  car pour de grandes valeurs de  $S_{\text{IP}}$  l'inefficacité de reconstruction des traces est importante. Par construction,  $\mathcal{P}_{\text{trace}}(S_{\text{IP}})$  est uniforme

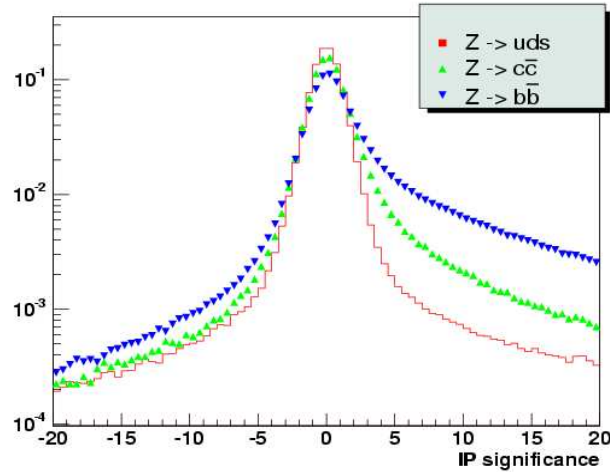


FIG. 3.14 – Distribution de la signification du paramètre d'impact pour des événements simulés  $Z \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ ,  $Z \rightarrow c\bar{c}$  et  $Z \rightarrow b\bar{b}$ .

entre 0 et 1 pour les traces issues du vertex primaire, alors que les traces issues de la désintégration de saveurs lourdes ont une valeur plus faible de  $\mathcal{P}_{\text{trace}}(S_{\text{IP}})$ .

La fonction de résolution jouant un rôle primordial dans l'algorithme, sa paramétrisation doit être soigneusement établie. C'est pourquoi la fonction de résolution a été mesurée pour 29 catégories de traces, en fonction du nombre d'impacts dans le CFT et le SMT, de  $\eta$ , de la qualité de l'ajustement lors de la reconstruction de la trace (via  $\chi^2$ ) et de l'impulsion transverse.

La variable  $\mathcal{P}_{\text{trace}}(S_{\text{IP}})$  est définie sur des données réelles, ce qui permet d'étalonner le pouvoir d'identification du détecteur indépendamment de la simulation et évite l'introduction d'erreurs dues à une différence entre les données et la simulation.

Maintenant que  $\mathcal{P}_{\text{trace}}(S_{\text{IP}})$  est connue pour chaque trace, on peut construire une probabilité pour  $N$  traces de provenir du vertex primaire : en considérant uniquement les traces associées à un jet calorimétrique, une probabilité par jet est définie [81]

$$\mathcal{P}_{\text{jet}}^{\pm} = \Pi^{\pm} \times \sum_{j=0}^{N^{\pm}-1} \frac{(-\log \Pi^{\pm})^j}{j!} \text{ avec } \Pi^{\pm} = \prod_{i=1}^{N^{\pm}} \mathcal{P}_{\text{trace}}(S_{\text{IP}}^{\pm > 0}).$$

Le signe  $\pm$  correspond au signe du paramètre d'impact des traces utilisées dans le calcul de  $\mathcal{P}_{\text{trace}}(S_{\text{IP}})$ . La distribution de  $\mathcal{P}_{\text{jet}}$  possède les mêmes propriétés que celle de  $\mathcal{P}_{\text{trace}}$  : elle est uniforme entre 0 et 1 pour un ensemble de traces provenant du vertex primaire. La distribution  $\mathcal{P}_{\text{jet}}^+$  montre un excès aux petites valeurs pour les jets de  $b$  ou de  $c$ . Ceci est illustré sur la figure 3.15.

L'étiquetage se fait en appliquant une coupure sur la probabilité  $\mathcal{P}_{\text{jet}}^+$  suivant l'efficacité recherchée.

### Algorithme CSIP

La description de l'algorithme peut être trouvée dans [84]. En utilisant les mêmes définitions que l'algorithme **JLIP**, un jet est considéré étiqueté par **CSIP** si plus de deux traces associées

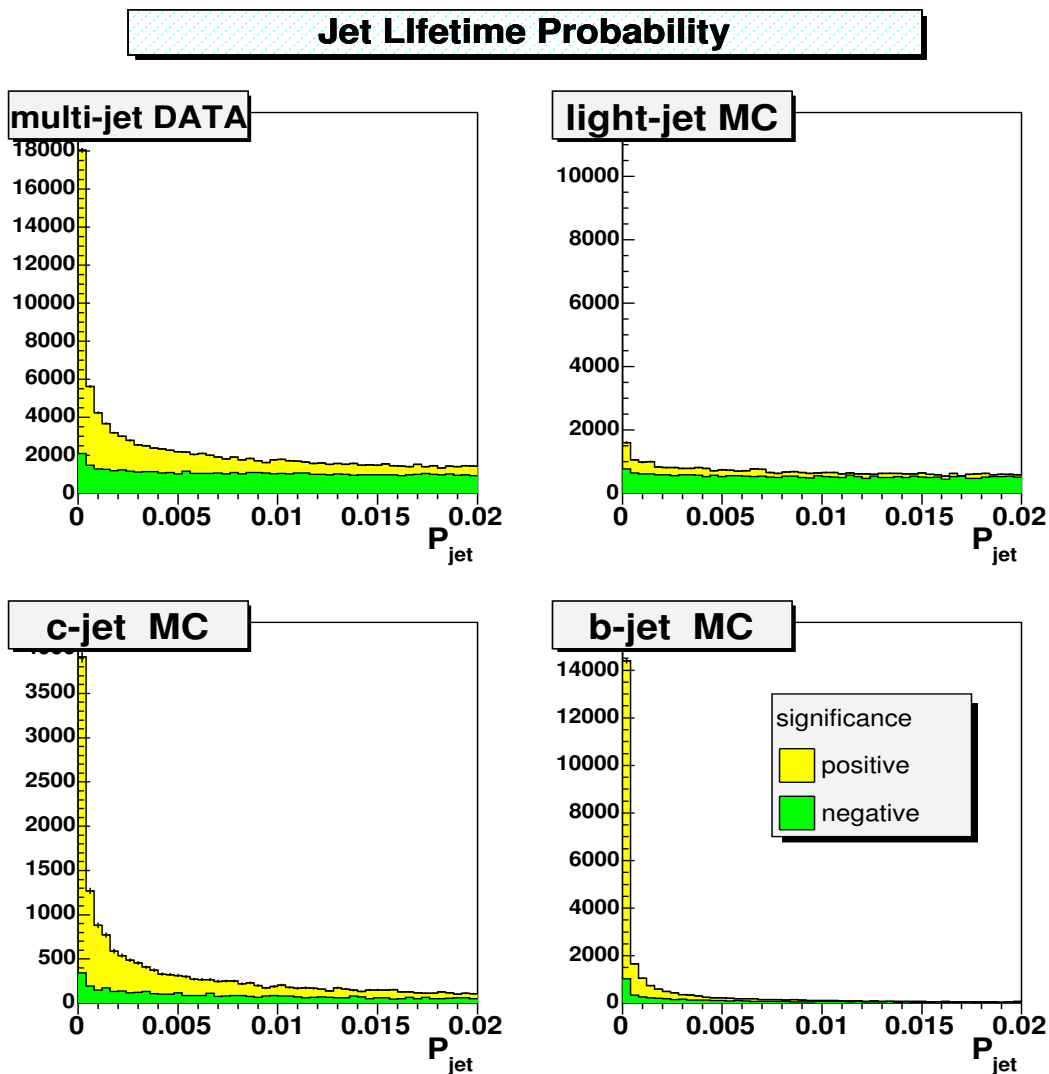


FIG. 3.15 – Distribution de probabilité  $\mathcal{P}_{\text{jet}}$  dans les données réelles déclenchées sur un muon et possédant au moins un jet reconstruit avec  $p_{\text{T}} \geq 10$  GeV (en haut à gauche) et simulées. (vert) Les distributions  $\mathcal{P}_{\text{jet}}^-$  dans les données (dominées par des jets légers) et dans les simulations de jets légers sont uniformes. Par contre, pour les traces issues de quarks lourds (jaune)  $\mathcal{P}_{\text{jet}}^+$  montre un excès aux petites valeurs [78].

à ce jet ont une signification plus grande que trois, ou alors si plus de trois traces ont une signification plus grande que 2.

### Combinaison des méthodes à l'aide d'un réseau de neurones

Une description détaillée du réseau de neurones est disponible dans [86] [87]. Une amélioration d'environ 30 % de l'efficacité de l'étiquetage des jets de quarks b, comparée à celle de l'algorithme **JLIP**, est obtenue en combinant différentes variables construites par les trois algorithmes précédents, comme par exemple la probabilité obtenue par **JLIP**, le nombre de traces



nom	sévère	moyenne	molle	molle 2	molle 3	molle 4
coupure	> 0.775	> 0.65	> 0.45	> 0.325	> 0.25	> 0.2
mauvaise identification (%)	0.3	0.5	1.0	2.0	3.0	4.0

TAB. 3.2 – Les points de fonctionnement de l’étiquetage des jets de b par un réseau de neurones, ainsi que le taux de mauvaise identification qui leur est associé.

utilisées pour reconstruire le vertex secondaire dans l’algorithme **SVT**, le nombre de vertex secondaires reconstruits par ce même algorithme.

Le résultat du réseau de neurones, obtenu sur différents échantillons de données, est montré sur la figure 3.16.

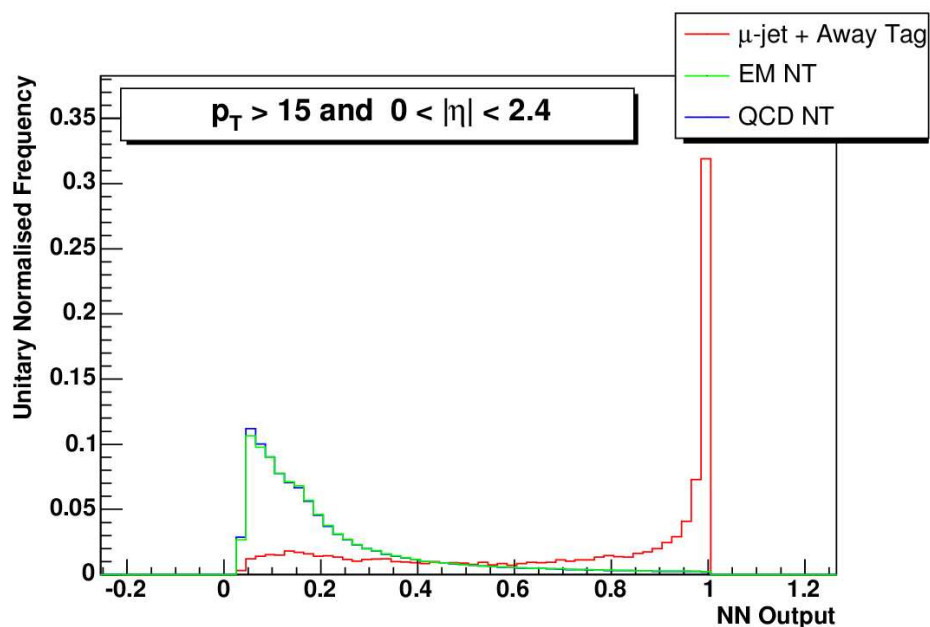


FIG. 3.16 – Distribution du résultat du réseau de neurones dans un échantillon de données enrichi en quarks b (rouge), dans un échantillon de données contenant un électron reconstruit d’impulsion transverse de plus de 20 GeV (vert) et dans un échantillon de données déclenchées sur un jet au minimum (bleu).

Dans la suite de ce document, seul l’étiquetage de jets de b par réseau de neurones est utilisé.

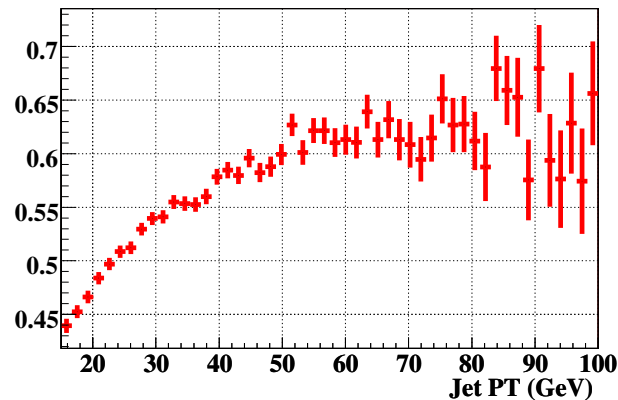
Les performances du réseau de neurones ainsi que les facteurs appliqués aux simulations sont calculées pour six coupures sur la sortie du réseau de neurones, aussi appelées “points de fonctionnement”. Ces points de fonctionnement sont choisis suivant le taux de mauvaise identification qui leur est associé, et sont résumés dans le tableau 3.2.

### Les performances : dans les simulations et dans les données

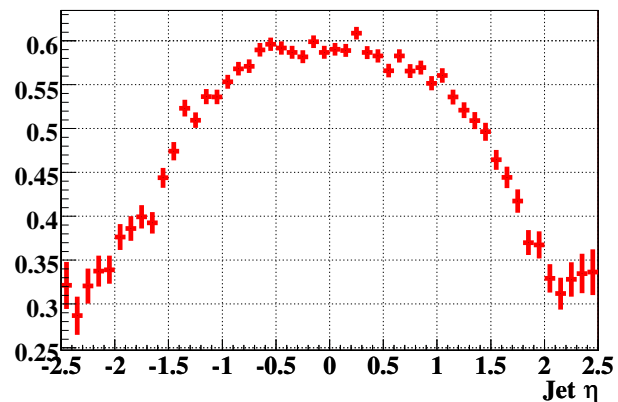
Seules les performances pour le point de fonctionnement “sévère ” sont présentées ici. Celles des autres points de fonctionnement peuvent être trouvées dans [87].

### Mesurer les performances dans la simulation

Dans les événements simulés, où la saveur du jet est connue, mesurer l'efficacité d'étiquetage ou le taux de mauvaise identification est trivial. L'efficacité est donnée par le nombre de jets de b étiquetés divisé par le nombre de jets de b étiquetables. Un jet est un jet de b si un hadron B existe à l'intérieur d'un cône de rayon 0.3 autour du jet. Le taux de mauvaise identification est défini comme le nombre de jets légers étiquetés divisé par le nombre de jets légers étiquetables. Un jet est un jet léger s'il ne contient ni hadron charmé ni hadron beau. En général, l'efficacité et le taux de mauvaise identification sont mesurés en fonction de différents paramètres, comme l'impulsion transverse et la pseudo-rapidité du jet, ou le nombre de jets dans l'événement. L'efficacité d'identification des jets de b est représentée sur la figure 3.17.



(a)



(b)

FIG. 3.17 – Efficacité d'étiqueter un jet de b en fonction de  $p_T$  (a) et  $\eta$  (b) dans un échantillon de données  $b\bar{b}b(\bar{b})$  simulé.

### Mesurer les performances dans les données

Mesurer les performances de l'étiquetage dans les données est difficile à cause de l'impossibilité d'obtenir un échantillon ne contenant que des jets de b, ou ne contenant que des jets légers. Il est aussi difficile d'obtenir un échantillon contenant suffisamment de jets de b afin d'être capable de mesurer l'efficacité d'étiquetage en fonction des différentes variables cinématiques. Toutes les méthodes utilisées dans DØ pour étudier l'efficacité de l'étiquetage utilisent un échantillon composé d'au moins un jet avec un muon à l'intérieur d'un cône de rayon 0.5 autour du jet. Le muon doit être de qualité moyenne avec  $p_T \geq 8$  GeV et  $\chi^2 \leq 100$ , le taux de mauvaise identification est quant à lui mesuré dans un échantillon composé d'événements déclenchés sur des triggers jets et possédant au moins un jet reconstruit.

Pour chaque algorithme, trois méthodes sont utilisées pour étudier les performances de l'étiquetage :

- La première méthode utilise un ajustement de la distribution  $P_{Trel}$  du muon, avant et après étiquetage, où  $P_{Trel}$  est l'impulsion transverse du muon par rapport à la direction de l'impulsion du système jet+muon. En effet, les jets de quarks légers possédant un muon ont une valeur de  $P_{Trel}$  plus petite que les jets de b, à cause de la masse plus importante du quark beau. Un ajustement permet de connaître la fraction de jets provenant bien de hadrons B.
- La deuxième méthode est basée sur le fait que la fraction de jets de b dans un échantillon composé de jets possédant un muon est enrichi en jets de b lorsqu'un jet dos à dos et étiqueté est demandé (ce jet est appelé jet opposé étiqueté).
- La troisième méthode a besoin de deux échantillons de données avec différentes fractions de jets de b, comme par exemple l'échantillon d'événements avec un jet contenant un muon, et un sous-échantillon avec un jet opposé étiqueté, ainsi que des deux étiqueteurs (deux algorithmes décorrélés d'étiquetage), comme par exemple l'étiquetage par réseau de neurones, et la condition d'avoir un muon avec  $P_{Trel} \geq 0.7$  GeV [85]. La résolution d'un système de huit équations à huit inconnues, obtenu à partir du nombre de jets étiquetés dans chacun des sous-échantillons donne les performances d'étiquetage des deux étiqueteurs choisis.

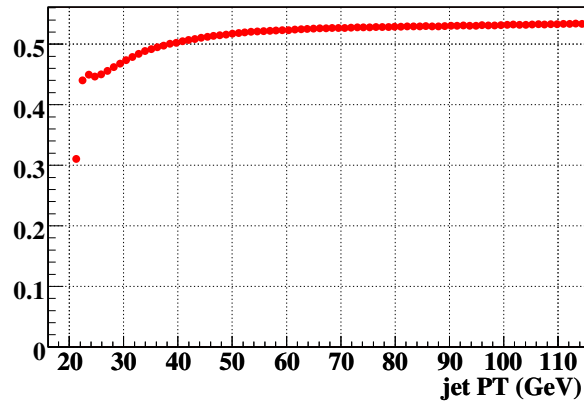
$$\left\{ \begin{array}{l} n \\ p \\ n^{E1} \\ p^{E1} \\ n^{E2} \\ p^{E2} \\ n^{E1, E2} \\ p^{E1, E2} \end{array} \right. = \begin{array}{l} n_b + n_l \\ p_b + p_l \\ \epsilon_b^{E1} n_b + \epsilon_{cl}^{E1} n_l \\ \epsilon_b^{E1} p_b + \epsilon_{cl}^{E1} p_l \\ \epsilon_b^{E2} n_b + \epsilon_{cl}^{E2} n_l \\ \epsilon_b^{E2} p_b + \epsilon_{cl}^{E2} p_l \\ \epsilon_b^{E1} \epsilon_b^{E2} n_b + \epsilon_l^{E1} \epsilon_l^{E2} n_l \\ \epsilon_b^{E1} \epsilon_b^{E2} p_b + \epsilon_l^{E1} \epsilon_l^{E2} p_l \end{array}$$

avec  $n$  le nombre de jets dans le premier échantillon,  $p$  celui dans le second échantillon,  $n_b$ ,  $p_b$ , le nombre de jets de b dans l'un des deux échantillons,  $n_l$ ,  $p_l$ , le nombre de jets légers dans l'un des deux échantillons,  $\epsilon_b^{E1(2)}$  l'efficacité de l'étiqueteur 1(2),  $\epsilon_l^{E1(2)}$  le taux de mauvaise identification de l'étiqueteur 1(2),  $n(p)^{E1(2)}$  le nombre de jets dans l'un des deux échantillons après avoir appliqué l'étiqueteur 1(2),  $n(p)^{E1, E2}$  le nombre de jets dans l'un des deux échantillons après avoir appliqué les deux étiqueteurs.

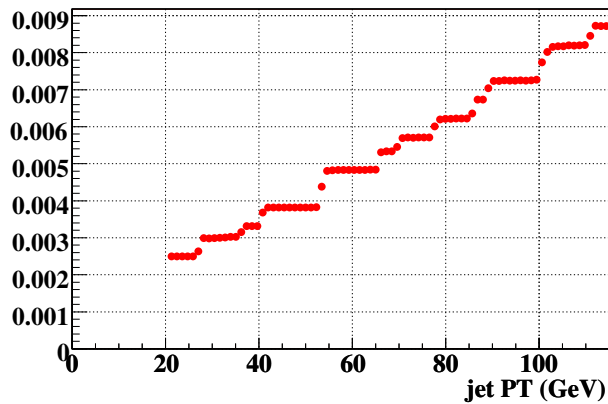
La coupure sur  $P_{Trel}$  peut être modifiée afin d'évaluer les erreurs systématiques.

Les différentes méthodes sont en bon accord. Les résultats présentés ici ont été obtenus en

utilisant la troisième méthode, et peuvent être vus sur la figure 3.18. L'efficacité moyenne est de 48.6 %, alors que le taux de mauvais étiquetage est en moyenne de 0.325 %.



(a)



(b)

FIG. 3.18 – (a) Efficacité d'étiquetage d'un jet de b (b) Taux de mauvaise identification dans des données multijets en fonction de  $p_T$ .

Comme les performances des étiqueteurs ne sont pas les mêmes dans les données et dans les simulations (les simulations donnent des résultats sensiblement meilleurs que les données), l'efficacité et le taux de mauvaise identification sont paramétrisés en fonction de  $p_T$  et  $\eta$  à l'aide des données, et utilisés dans les simulations.

### 3.6 Reconstruction à haute luminosité instantanée

Le temps de reconstruction par événement dépend de la luminosité instantanée, principalement car le nombre d'impacts dans le détecteur de traces augmente avec celle-ci (augmentation du nombre d'événements de biais minimum, empilement des événements dans ce détecteur). En septembre 2004, alors que la luminosité du TeVatron avait notablement augmenté, DØ ne pouvait plus assurer la reconstruction des événements lorsque la luminosité instantanée fournie dépassait  $70 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Le temps de reconstruction des événements augmentait alors exponentiellement avec la luminosité comme illustré sur la figure 3.19 (courbe bleue).

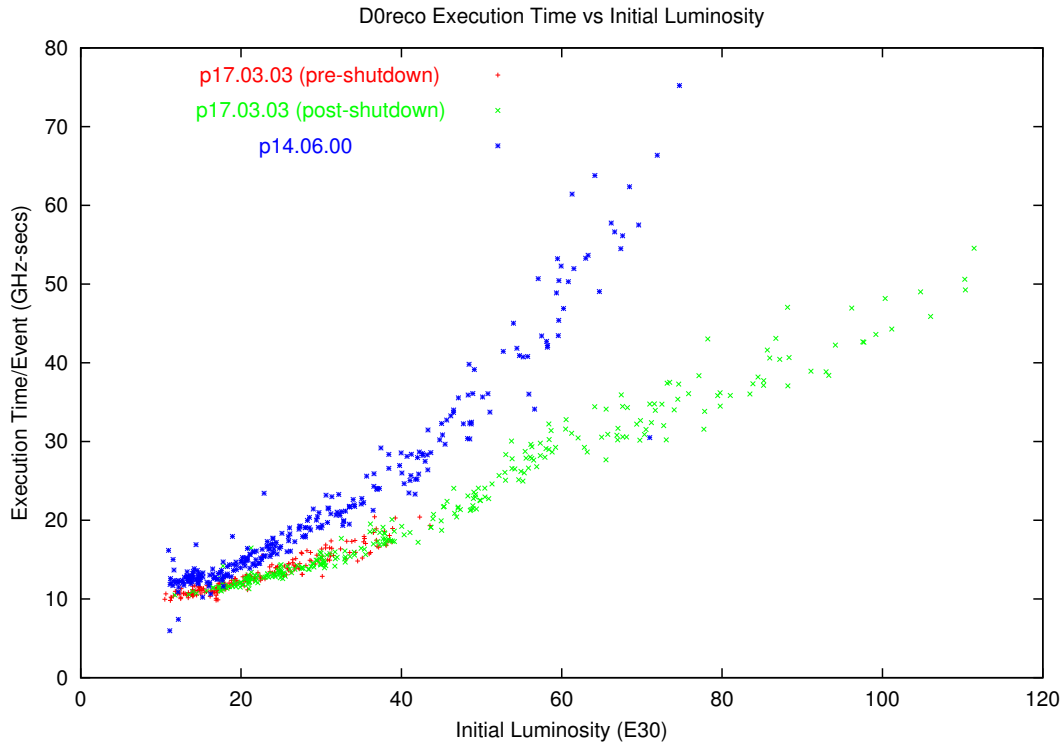


FIG. 3.19 – Temps de reconstruction des événements (en GHz-sec) en fonction de la luminosité instantanée lors du commencement du store. En bleu : code de reconstruction utilisé avant septembre 2004. En rouge et en vert : code de reconstruction amélioré utilisé à partir de septembre 2004.

Un effort important a donc été nécessaire de la part de la collaboration afin de diminuer le temps de reconstruction des événements. En particulier, la dépendance du temps de reconstruction d'un événement avec les conditions de déclenchement que cet événement vérifie a été étudiée.

En utilisant des données provenant de runs à haute luminosité (environ 30 000 événements, pris avec la liste des conditions de déclenchement v12), trois conditions de déclenchement pour lesquelles la reconstruction des événements est nettement plus lente ont été mises en évidence : comme on peut le voir sur la figure 3.20, le temps moyen de reconstruction est de 30 GHz-sec, mais pour trois conditions sur les muons, ce temps se situe entre 60 et 90 GHz-sec. Or il existe un point commun entre ces différentes conditions de déclenchement : toutes impliquent le CFT au niveau 1.

Afin d'étudier le comportement du CFT à haute luminosité, les dépendances avec la lu-

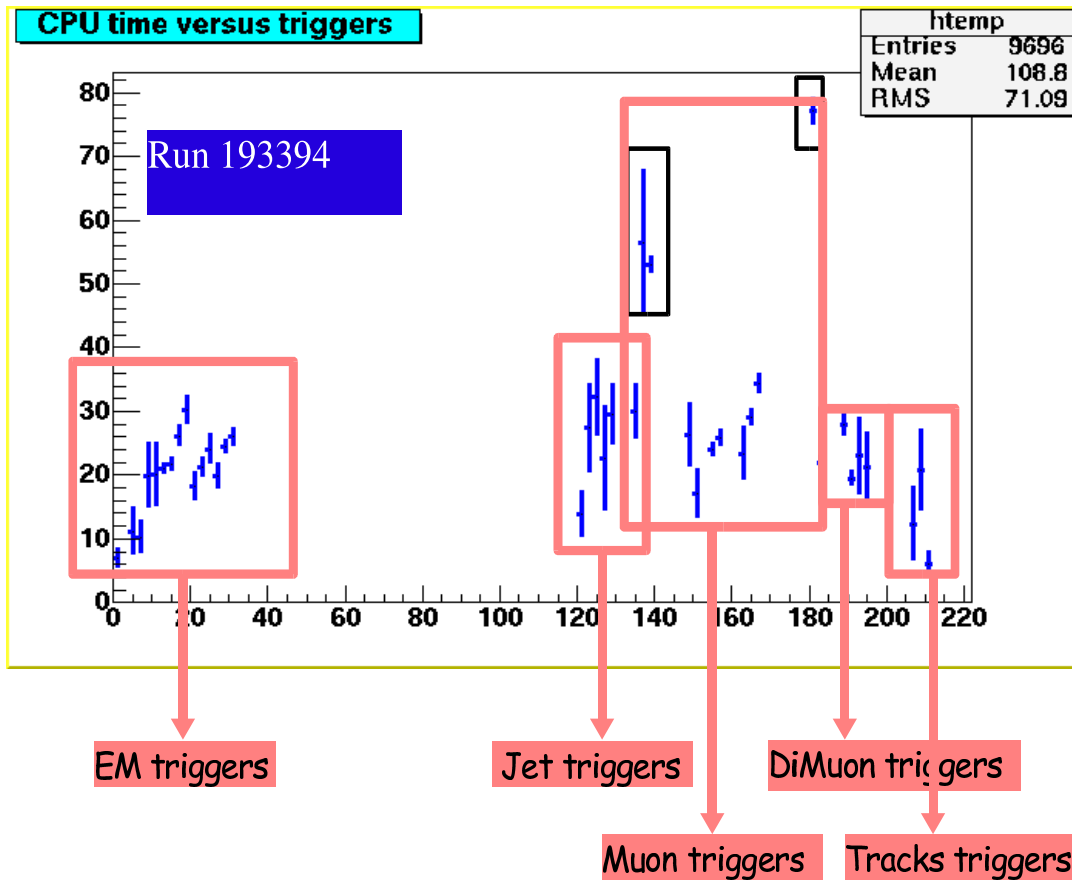


FIG. 3.20 – Temps de reconstruction par événement (en GHz-sec) (axe y) en fonction des triggers déclenchés (axe x). Un nombre est associé à chaque trigger. Les différents triggers sont regroupés par objets : EM, jet, muon, dimuons et traces. Les données utilisées proviennent de runs avec de hautes luminosités (supérieures à  $70 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ).

minimité des sections efficaces au niveau 1 de triggers impliquant chacun des sous systèmes (calorimètre, CFT, système à muons) sont comparées. Les conditions de déclenchement utilisées pour cette étude sont décrites ci-dessous :

1. les trois triggers précédents : au moins un muon et au moins une trace reconstruite uniquement avec le CFT, d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV (appelé `mu1pt4wlxx_TTK(1,10)`);
2. un trigger se déclenchant uniquement sur les données du calorimètre : au moins une tour avec une impulsion transverse supérieure à 5 GeV (appelé `JT_125_TT`);
3. un trigger se déclenchant uniquement sur les données du calorimètre électromagnétique : au moins une tour du calorimètre électromagnétique au-dessus de 7 GeV (appelé `E1_L20_M25`);
4. un trigger se déclenchant uniquement sur les données du système à muon : au moins un muon reconstruit dans les scintillateurs (appelé `mu1ptxatxx`);
5. un trigger se déclenchant sur une trace CFT isolée : au moins une tour électromagnétique au-dessus de 7 GeV et une trace isolée reconstruite avec le CFT avec une impulsion transverse au-dessus de 10 GeV (appelé `MET20_TIS10_CJT7`).

Les triggers du 2., 3. et 4. nous permettent de comparer le comportement du CFT et des autres sous-détecteurs à haute luminosité. Quant au trigger du 5., il nous donne une indication sur le comportement du CFT pour des événements avec un bruit de fond réduit grâce au critère d'isolation appliqué à la trace.

Les différentes sections efficaces sont mesurées en ligne et disponibles dans [89]. La figure 3.21 montre les résultats obtenus.

Comme expliqué au 4.2.1.0, on s'attend à une dépendance linéaire des sections efficaces avec la luminosité. C'est bien ce qu'on obtient pour les conditions 2., 3., 4. et 5.. Par contre, pour la condition 1., la section efficace augmente de manière fortement non linéaire avec la luminosité. Tout se passe comme si le trigger CFT au niveau 1 se déclenchait sur des événements non physiques lorsque la luminosité augmente. Cette "explosion" de la section efficace des triggers CFT peut s'expliquer par la haute densité d'occupation du CFT dans des événements à haute luminosité, due à une augmentation du nombre d'événements de biais minimum et d'une possible saturation de l'électronique du CFT entre les différents ticks. Ainsi, des événements non physiques (bruyants ou ne provenant pas de l'interaction dure), mais avec une haute densité d'impacts, donc des événements particulièrement longs à reconstruire (voir section 3.1), sont sélectionnés.

La solution proposée pour pallier ce problème est d'utiliser un trigger sur la densité d'occupation du CFT (trigger en ligne depuis la liste des conditions de déclenchement v12, se déclenchant lorsque l'occupation du CFT est supérieure à 40 %) : si l'événement déclenche ce trigger, il est marqué, et reconstruit uniquement si la puissance de calcul disponible est suffisante. Ce marquage n'est pas utilisé pour l'instant, car une diminution du temps de reconstruction suffisante (plus de 30 %) a été obtenue en optimisant l'algorithme de reconstruction des traces hors-ligne. Cependant, la solution proposée pourra être utilisée dans le futur, puisque la luminosité du TeVatron va continuer d'augmenter, et avec elle le temps de reconstruction par événement.

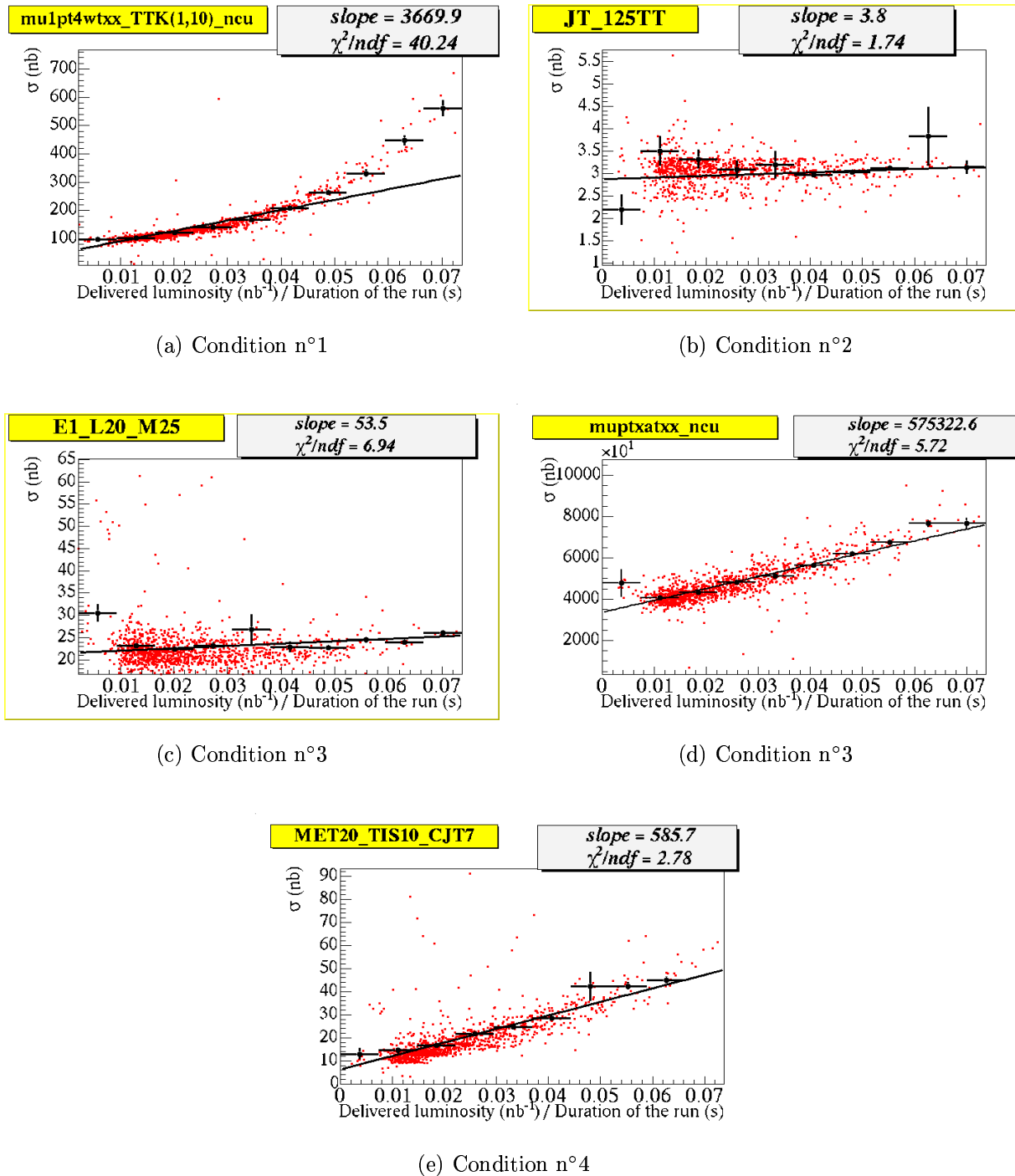


FIG. 3.21 – Sections efficaces au niveau 1 en fonction de la luminosité pour différentes conditions de déclenchement, ajustées par un polynôme de degré 1.



# Chapitre 4

## La sélection des événements $h^0(\rightarrow b\bar{b})b(\bar{b})$

Dans ce chapitre, la sélection des événements  $h^0b(\bar{b})$  est présentée. Tout d'abord nous allons voir la sélection hors ligne comprenant l'échantillon de données analysées, les critères de qualité appliqués aux données et les coupures d'analyse permettant de sélectionner le signal. Puis nous exposerons la sélection en ligne ainsi que les méthodes mises en place pour simuler ces sélections dans les événements générés.

### 4.1 L'échantillon de données analysées

Les données analysées dans ce manuscrit ont été prises de novembre 2002 à avril 2006. La luminosité intégrée correspondant à cette période de prise de données pour nos conditions de déclenchement est de  $880 \text{ pb}^{-1}$ .

#### 4.1.1 Critères de qualités appliqués aux données

La prise de données est divisée en *store*, correspondant à un cycle complet de collisions, et à une durée typique d'une trentaine d'heures. La luminosité instantanée variant beaucoup tout au long d'un *store*, l'acquisition des données est divisée en *runs* d'une durée maximale de quatre heures, permettant ainsi de contrôler le taux d'événements en sortie du système de déclenchement, et ce à l'aide de fichiers de *prescales*. Enfin, les *runs* sont subdivisés en *luminosity blocks* servant de base au calcul de la luminosité intégrée. La durée maximale d'un *luminosity block* est d'une minute.

La première sélection de toute analyse consiste à ne conserver que les *runs* et les *luminosity blocks* de bonne qualité. Notre état final étant composé de trois ou quatre jets provenant de quarks  $b$ , tous les détecteurs sont utilisés. C'est pourquoi nous ne gardons que les *runs* et *luminosity blocks* pendant lesquels aucun problème n'est survenu. Un problème potentiel peut être par exemple le dysfonctionnement d'un ou plusieurs sous-détecteurs, ou une saturation de l'électronique de lecture.

Ces critères de qualité rejettent environ 25 % des événements. Après application de ces critères, il reste une luminosité intégrée de  $880 \text{ pb}^{-1}$  dans notre échantillon de données.

En plus du rejet des mauvais *runs* et *luminosity blocks*, les événements soumis à des bruits connus du calorimètre, comme du bruit cohérent, sont rejetés un par un [88].

Sur la figure 4.1 on peut voir le nombre d'événements par  $\text{pb}^{-1}$  en fonction du numéro de *run*.

Une diminution du taux d'événements par *run* est remarquée sur la figure 4.1 (a), et s'explique par des conditions de déclenchement plus restrictives, notamment la présence d'une condition d'étiquetage d'événements à fort contenu en quarks beaux à partir des numéros de *run* autour de 200 000. En effet, on peut remarquer que sur la figure 4.1 (b), obtenue en demandant en plus deux jets étiquetés b, le taux d'événements des numéros de *runs* supérieurs à 200 000 se ramène presque au taux des autres runs. Sur celle obtenue après trois jets étiquetés b (figure 4.1 (c)), on voit que ces deux taux ne diffèrent plus que de 20 %.

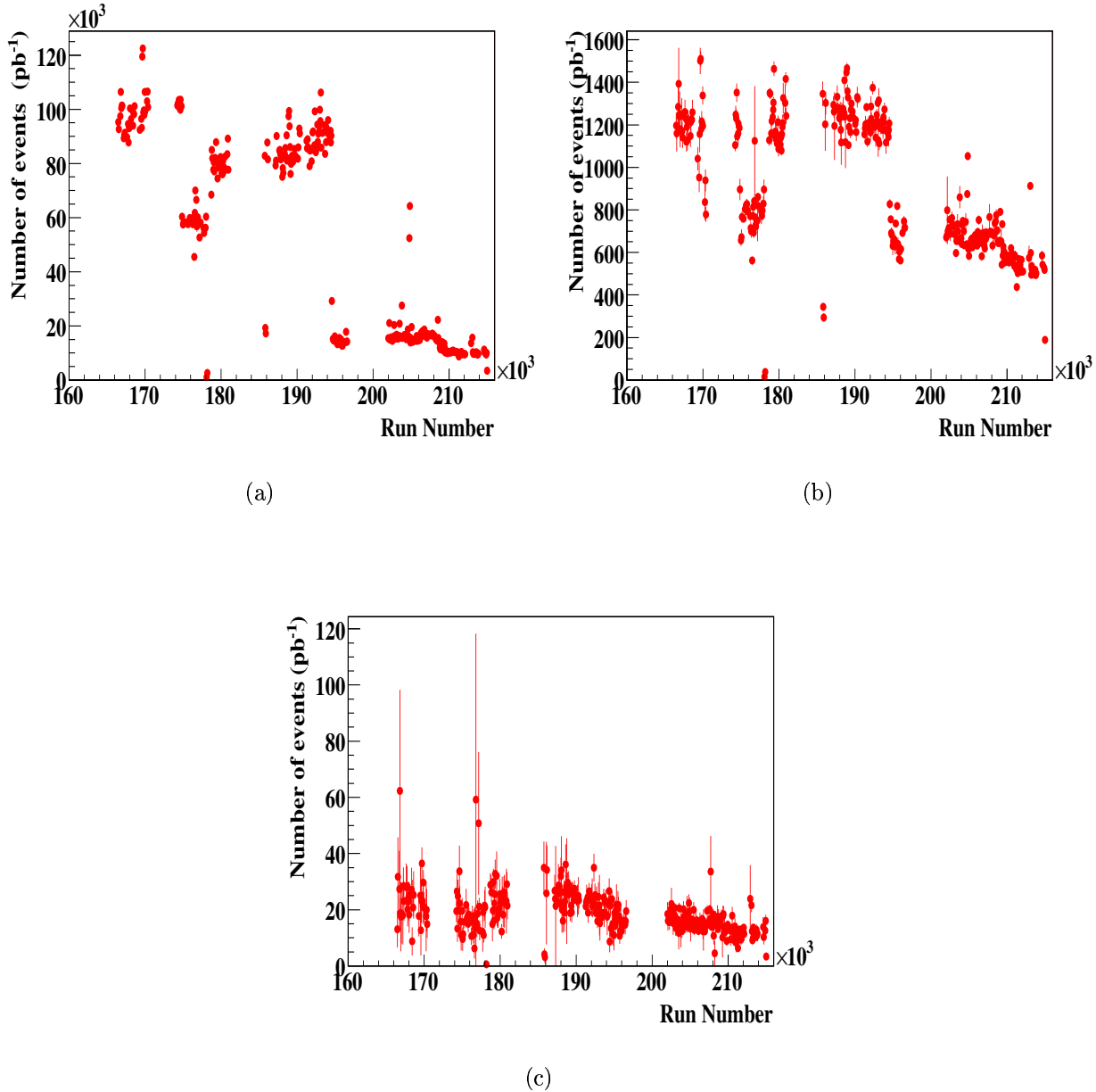


FIG. 4.1 – Nombre d'événements par  $\text{pb}^{-1}$  en fonction du numéro de *run* après avoir demandé au moins deux jets de  $p_T$  supérieurs à 45 et 25 GeV (a) puis au moins deux jets étiquetés b (b) et enfin au moins trois jets étiquetés b.

Coupure	Déclenchement	$z_{PV}$	Cinématiques	Étiquetages
Efficiency	39	95	70	0.04

TAB. 4.1 – Le pourcentage relatif d'événements passant chaque coupure d'analyse dans les données. Les pourcentages indiqués sont relatifs aux coupures précédentes, l'ordre des coupures étant : déclenchement, position du vertex primaire, coupures cinématiques et enfin coupures d'identification des quarks b.

### 4.1.2 Présélection

Afin de manipuler des lots de données de taille raisonnable dans les analyses réalisées à  $D\bar{O}$ , des échantillons sont extraits de l'échantillon total en utilisant des présélections dépendantes de chaque analyse. Dans ce manuscrit, un échantillon avec au moins trois jets d'impulsion transverse non corrigée supérieure à 15 GeV et de pseudorapidité inférieure à 2.6, dont un avec une impulsion transverse non corrigée supérieure à 20 GeV, est présélectionné. Cet échantillon contient environ 75 millions d'événements.

### 4.1.3 Vérifications de la qualité des données

Il est important de vérifier la qualité des données à analyser, afin d'être sûr que les critères de qualités qui ont été appliqués sont suffisants.

La figure 4.2 montre les propriétés des jets de notre échantillon de données. On voit qu'il n'y a ni pic ni bosse dans les spectres  $p_T$  et  $\eta$ , ce qui aurait pu être le signe de problèmes ayant survécus aux critères de qualités exposés dans la section 4.1.1.

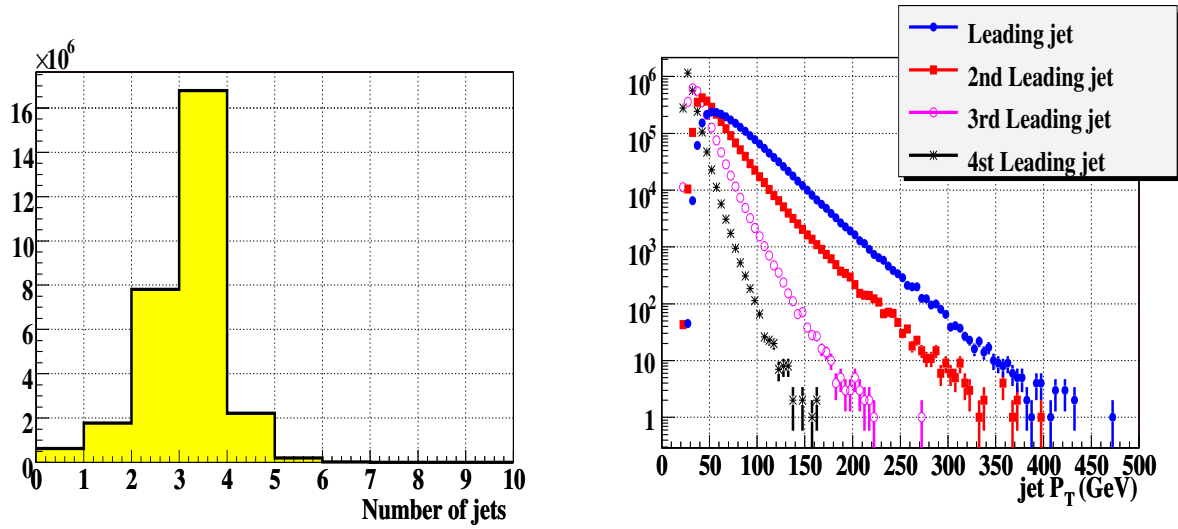
Les distributions  $\eta - \phi$  des jets après avoir demandé de 0 à trois jets étiquetés b sont montrées sur la figure 4.3. Aucune irrégularité n'est observée.

### 4.1.4 Sélection des événements candidats

Afin de sélectionner plus d'événements du signal, un ensemble de coupures que nous appellerons par la suite coupures d'analyse est appliqué à chaque événement des données :

- les événements doivent avoir déclenché le trigger  $h^0b(\bar{b})$
- la position du vertex primaire le long de l'axe du faisceau est limitée à  $|z_{PV}| < 35$  cm.
- chaque événement doit contenir au moins trois et au plus cinq jets ayant passé les critères d'identification et d'étiquetabilité et possédant une impulsion transverse corrigée supérieure à 15 GeV avec  $|\eta| < 2.5$ ;
- le  $p_T$  corrigé du jet de plus grand  $p_T$  doit être supérieur à 40 GeV et celui du second jet de plus grand  $p_T$  supérieur à 25 GeV ;
- chaque événement doit avoir au moins trois jets étiquetés b suivant le critère "sévère".

Le tableau 4.1 résume le pourcentage relatif d'événements passant chacune des coupures d'analyse dans les données.



(a) Nombre de jets

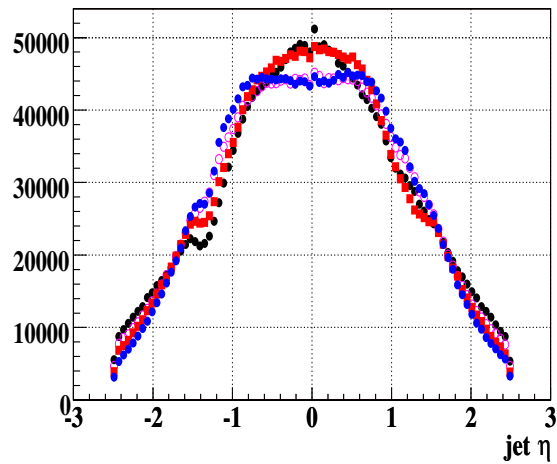
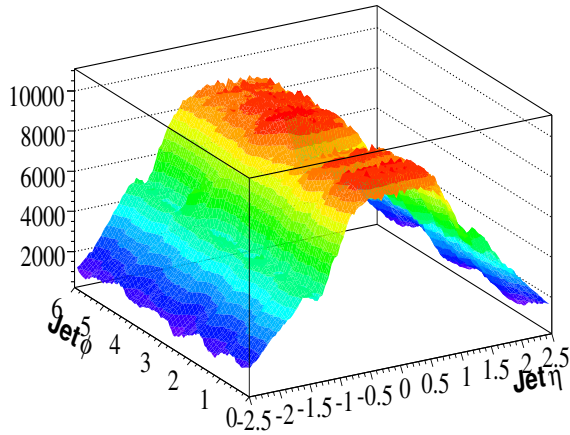
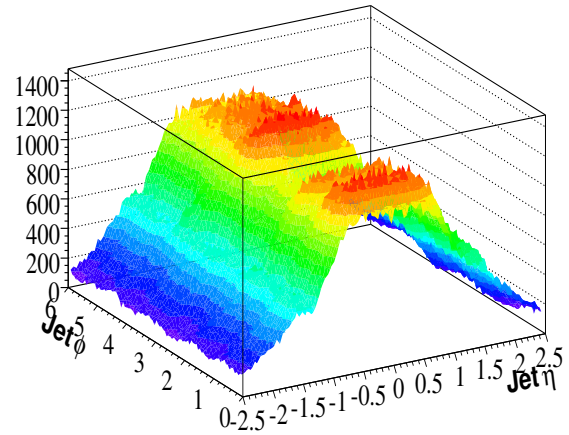
 (b)  $p_T$  des quatre jets de plus grands  $p_T$ 

 (c)  $\eta$  des quatre jets de plus grands  $p_T$ 

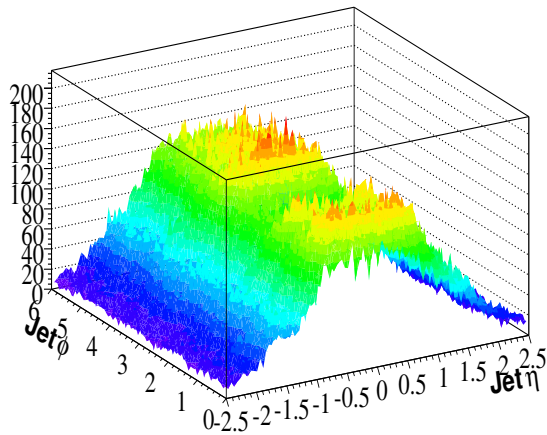
FIG. 4.2 – Quelques distributions concernant les jets. Pour chaque courbe, les jets doivent vérifier des critères d'identification et d'étiquetabilité. Chaque événement doit avoir déclenché le trigger  $h^0b(\bar{b})$ . L'impulsion transverse des jets est corrigée de l'échelle d'énergie. Les trois jets de plus grand  $p_T$  doivent avoir respectivement un  $p_T$  supérieur à 40, 25 et 15 GeV.



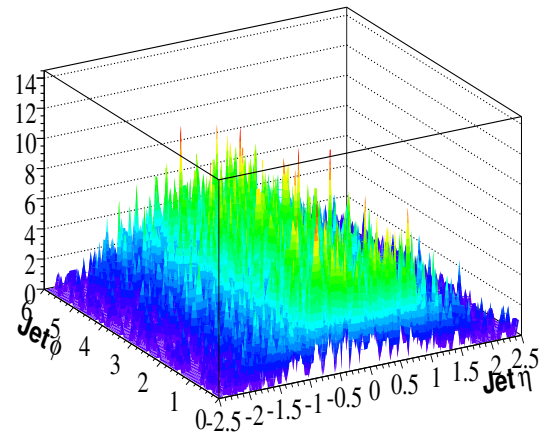
(a) Tous les jets



(b) Au moins un jet étiqueté b



(c) Au moins deux jets étiquetés b



(d) Au moins trois jets étiquetés b

FIG. 4.3 – La distribution  $\eta - \phi$  des jets dans des événements avec zéro (a), au moins un (b), au moins deux (c), au moins trois (d) jets étiquetés b.

Version du trigger	Luminosité intégrée ( $\text{pb}^{-1}$ )
v9	20.5
v10	8.3
v11	55.4
v12	171.9
v13	328.3
v14	295.7

TAB. 4.2 – La luminosité intégrée reconstruite en utilisant chacun des triggers  $h^0b(\bar{b})$  utilisés et après exclusion des mauvais *runs* et *luminosity blocks*

## 4.2 La sélection en ligne

Un ensemble de conditions de déclenchement en ligne est utilisé afin de conserver la plus grande fraction possible d'événements pouvant provenir de la production  $h^0b(\bar{b})$ .

Les données utilisées dans cette analyse ont été enregistrées avec six versions différentes de la liste des conditions de déclenchement : v9, v10, v11, v12, v13 et v14. Le détail des conditions requises du trigger  $h^0b(\bar{b})$  dans ces différentes versions est présenté dans le tableau 4.3, ainsi que les abréviations utilisées pour nommer ces conditions.

Le tableau 4.2 résume quant à lui la luminosité intégrée dans notre échantillon d'analyse correspondant à chaque liste des conditions de déclenchement.

Une étude de l'optimisation des conditions de déclenchement au niveau 2 pour le signal  $h^0b(\bar{b})$  est tout d'abord présentée. Puis l'étude de la méthode permettant de simuler les triggers dans le Monte Carlo, méthode utilisée dans l'analyse, est décrite.

### 4.2.1 Optimisation des conditions de déclenchement au niveau 2

Avec l'augmentation de la luminosité instantanée fournie par le TeVatron, il est nécessaire d'optimiser régulièrement les performances du système de déclenchement. Fin 2003, un travail important a été nécessaire au niveau 2 comme au niveau 3 afin de maintenir des efficacités de déclenchement élevées tout en conservant un flux de données acceptable vers le niveau 3 et vers les fermes de reconstruction. Dans l'étude ci-contre, les conditions de déclenchement au niveau 2 des triggers multijets ont été optimisées pour le signal  $h^0b(\bar{b})$ . Contrairement aux triggers de v11-13, le niveau 1 utilisé pour cette étude est  $\text{CJT}(3,4,|\eta| \leq 2.6)\text{CJT}(1,5,|\eta| \leq 3.2)$ . L'introduction de ce nouveau terme avait pour but d'augmenter de 10% l'efficacité de déclenchement dans les canaux lepton + jets ou  $h^0Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ .

#### Méthodes d'étude

Nous disposons de deux échantillons :

- un échantillon de données permettant de calculer les taux de sortie. Cet échantillon a été enregistré en utilisant la liste de déclenchement v12. Seuls les événements ayant déclenché les deux triggers suivants sont conservés : JT\_8TT (N1 CJT(1,5, $\eta \leq 3.2$ ), rien au N2,

	<b>v9</b>	<b>v10</b>
<b>L1</b>	CJT(4,5,3.2)	CJT(3,5,3.2)
<b>L2</b>	JT(3,8,3)HT(50,5)	comme v9
<b>L3</b>	JT(3,15, 3)	comme v9
<b>Nom</b>	3JT15_PV	comme v9

(a) v9 et v10

	<b>v11</b>	<b>v12</b>
<b>L1</b>	CJT(3,5,3.2)	comme v11
<b>L2</b>	JT(3,8,3)HT(50,5)	comme v11
<b>L3</b>	JT(3,15,3)JT(2,25,3) $ z_{PV}  < 35$ cm	JT(3,15,3) JT(2,25,3) $ z_{PV}  < 35$ cm
<b>Nom</b>	3JT15_PV	2J25_3J15_PVZ

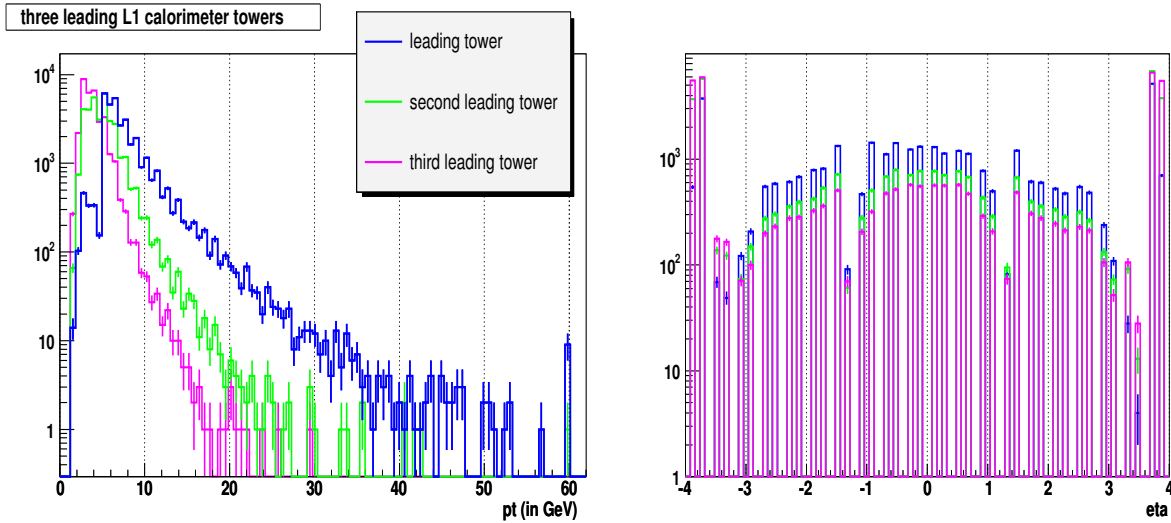
(b) v11 et v12

	<b>v13</b>	<b>v14.0-7</b>	<b>v14.8-</b>
<b>L1</b>	comme v12	CJT(3,4,2.6)CJT(3,5,3.2)	v14.0-7 * CJT(1,7,1.8)
<b>L2</b>	JT(3,6,3)HT(70,8)	comme v13	comme v13
<b>L3</b>	v12 * Prob <sub>b</sub> (0.05)	comme v13	comme v13
<b>Nom</b>	JT2_3JT15_IP_VX	comme v13	comme v13

(c) v13 et v14

TAB. 4.3 – Les conditions requises pour le déclenchement  $h^0b(\bar{b})$  et pour les différentes versions utilisées de la liste des conditions de déclenchement. Le terme CJT( $x,y,z$ ) correspond à  $x$  tours du calorimètre avec une énergie supérieure à  $y$  GeV et une pseudorapidité inférieure à  $z$ . Le terme JT( $x,y,z$ ) correspond à  $x$  jets reconstruits au niveau considéré d'impulsion transverse de plus de  $y$  GeV avec une acceptation en  $\eta$  inférieure à  $z$ . Le terme HT( $x,y$ ) n'est utilisé qu'au niveau 2 et demande que la somme des impulsions transverses des jets de  $p_T$  supérieur à  $y$  GeV soit plus grande que  $x$  GeV. Le terme Prob<sub>b</sub>(0.05) n'est utilisé qu'au niveau 3 et correspond à une probabilité que l'événement ne contienne aucun jet de  $b$  inférieure à 0.05.

N3 JT(1,8)), 3CJT5 (N1 CJT(3,5, $\eta \leq 3.2$ ), rien au N2, rien au N3). Dans la suite, nous appellerons plus simplement l'échantillon déclenché par JT\_8TT *échantillon JT\_8TT* et celui déclenché par 3CJT5 *échantillon 3CJT5*. Les figures 4.4 4.5 montrent différentes distributions provenant de l'échantillon JT\_8TT ;



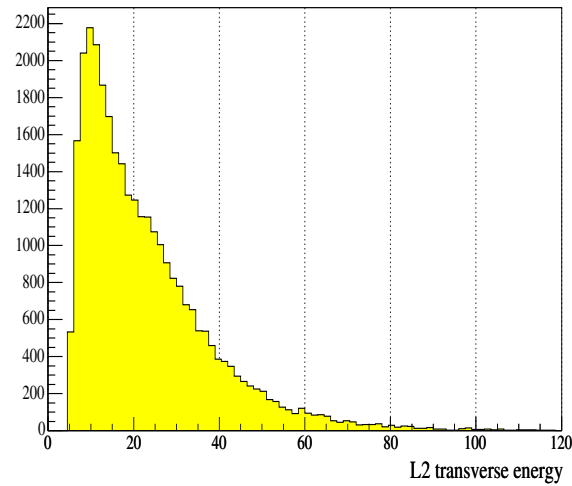
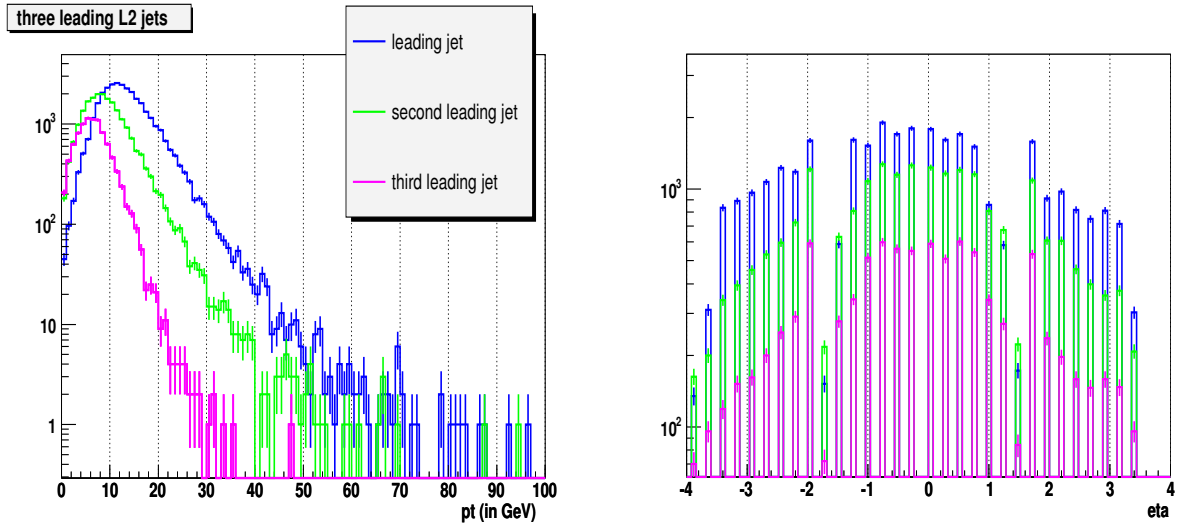
(a)  $p_T$  des trois tours de plus grand  $p_T$  au N1

(b)  $\eta$  des trois tours de plus grand  $p_T$  au N1

FIG. 4.4 – Distributions de différentes variables cinématiques au niveau 1 dans l'échantillon JT\_8TT.

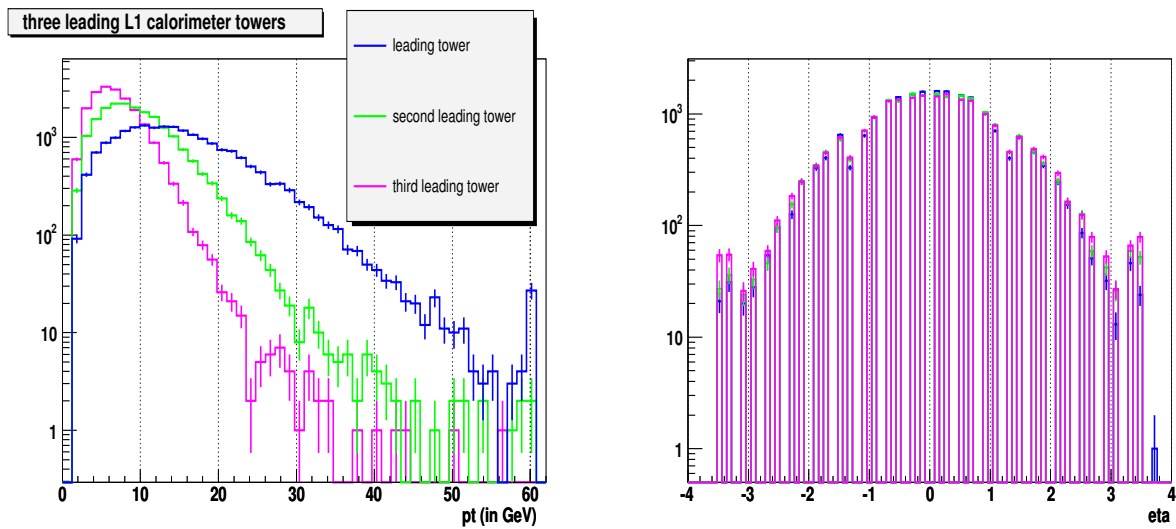
- deux échantillons d'événements simulés du processus  $h^0b(\bar{b})$  permettant d'obtenir les efficacités de déclenchement de notre signal. Ces échantillons ont été engendrés avec le programme **pythia** pour deux masses différentes du boson de Higgs :  $m_H = 100$  GeV (24000 événements) et  $m_H = 120$  GeV (20 000 événements). Dans ces événements, la réponse du système de déclenchement est simulée à l'aide du programme **trigsim**. Les figures 4.6 4.7 montrent différentes distributions provenant de l'échantillon obtenu pour un Higgs de 120 GeV.





(c) Energie transverse provenant des jets au N2

FIG. 4.5 – Distributions de différentes variables cinématiques au niveau 2 dans l'échantillon JT\_8TT.



(a)  $p_T$  des trois tours de plus grands  $p_T$  au N1

(b)  $\eta$  des trois tours de plus grand  $p_T$  au N1

FIG. 4.6 – Distributions de différentes variables cinématiques au niveau 1 pour le signal  $h^0b(\bar{b})$  avec  $m_H = 120$  GeV.

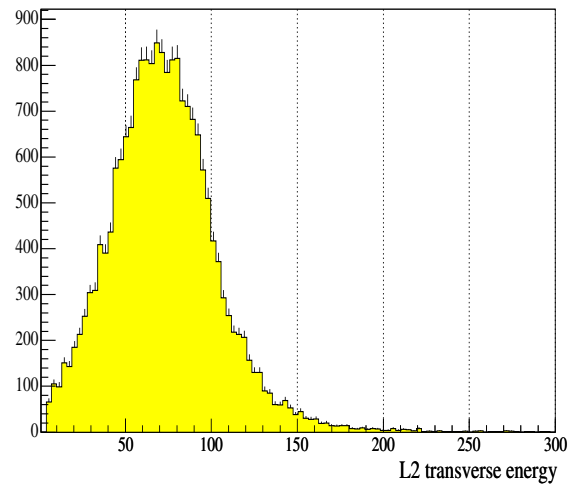
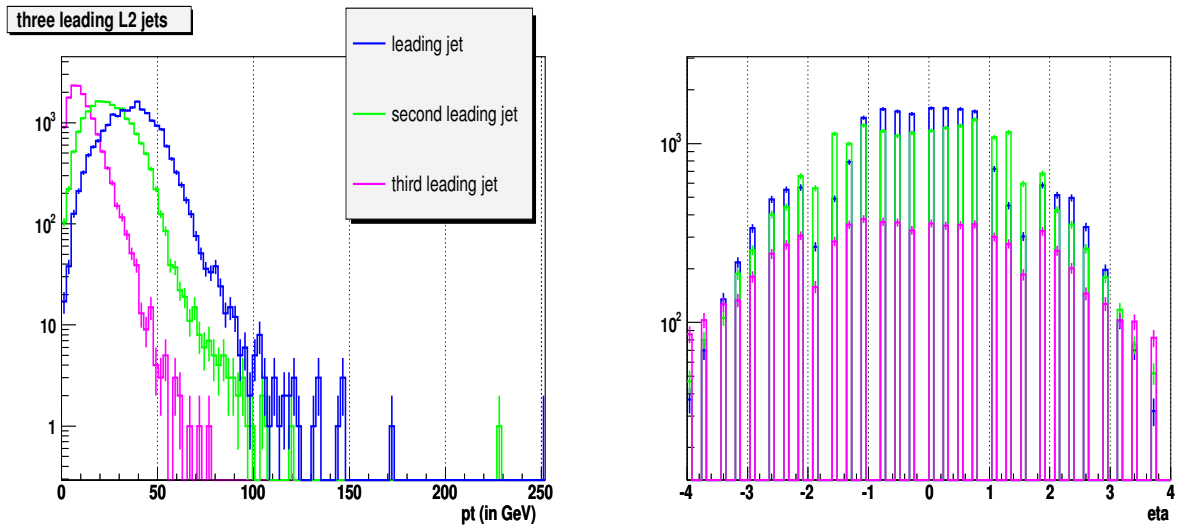


FIG. 4.7 – Distributions de différentes variables cinématiques au niveau 2 pour le signal  $h^0 b(\bar{b})$  avec  $m_H = 120$  GeV.

### Détermination des taux de sortie

Seuls les échantillons de données sont utilisés pour le calcul des taux de sortie. Le taux de sortie de la condition de déclenchement testée,  $TS_{\text{test}}$ , à une luminosité  $\mathcal{L}$  est donné par

$$TS_{\text{test}} = \sigma_{\text{test}} \mathcal{L}.$$

La section efficace  $\sigma_{\text{test}}$  est obtenue à partir de la fraction d'événements,  $\frac{N_{\text{test}}}{N_{\text{reference}}}$ , dans nos échantillons de référence (échantillon JT\_8TT ou échantillon 3CJT5) vérifiant les conditions de déclenchement testées :

$$\sigma_{\text{test}} = \frac{N_{\text{test}}}{N_{\text{reference}}} \sigma_{\text{reference}},$$

où  $\sigma_{\text{reference}}$  est la section efficace du trigger correspondant à notre échantillon de référence. Cette méthode est valable uniquement si les conditions testées sont plus sévères que les conditions de référence. Ceci n'est pas vérifié par l'échantillon JT\_8TT à cause de la condition de déclenchement au niveau 3 de JT\_8TT. Mais comme cette condition est très molle, nous supposons que ce problème n'affecte pas nos résultats.

La validité de cette hypothèse, ainsi que celle de la méthode, est vérifiée dans les paragraphes suivants en comparant nos prédictions du taux de sortie avec les valeurs mesurées en ligne pour les triggers suivants :

- MHT(20), i.e. N1 : CJT(3,5,  $|\eta| \leq 3.2$ ), N2 : énergie transverse manquante provenant des jets supérieure à 20 GeV, où l'énergie transverse manquante provenant des jets est définie par

$$\text{MHT} = -\sqrt{\sum_{i=0}^{N_{\text{jets}}} (E_x^i)^2 + (E_y^i)^2};$$

- 2J25\_3J15\_PVZ : trigger  $h^0 b(\bar{b})$  présenté dans le tableau 4.3 ;
- MHT(15)MU(1,loose), i.e. N1 : CJT(3,5,  $|\eta| \leq 3.2$ ), N2 : énergie transverse manquante provenant des jets supérieure à 15 GeV, un muon de qualité faible ;
- JT(3,8,  $|\eta| \leq 3$ )HT(50,5)MU(1,loose), i.e. N1 : CJT(3,5,  $|\eta| \leq 3.2$ ), N2 : JT(3,8,  $|\eta| \leq 3$ )HT(50,5) et un muon de qualité faible).

### Sections efficaces

Nous avons besoin des sections efficaces des triggers décrits dans les parties précédentes. Nous avons utilisé les valeurs mesurées en ligne et disponibles dans [89]. Malheureusement les erreurs sur ces valeurs ne sont pas connues. Pour calculer celles-ci, nous avons utilisé 650 runs avec une statistique élevée (au moins 20000 événements). Les distributions des valeurs des sections efficaces sont présentées sur la figure 4.8. Elles sont ajustées par une gaussienne. La valeur moyenne des sections efficaces est la moyenne de la gaussienne ajustée. Mais les distributions des sections efficaces n'étant pas complètement gaussiennes, l'erreur sur la valeur moyenne est la largeur de la gaussienne ajustée, et non l'erreur sur la valeur moyenne de la gaussienne, afin d'être conservatif.

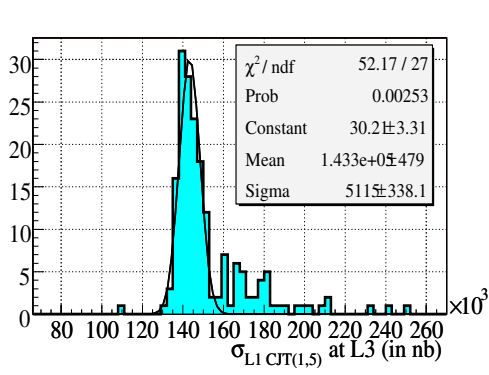
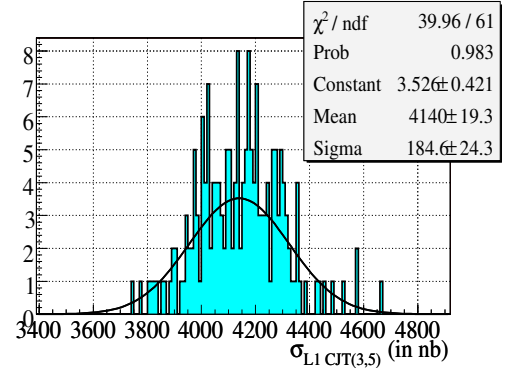
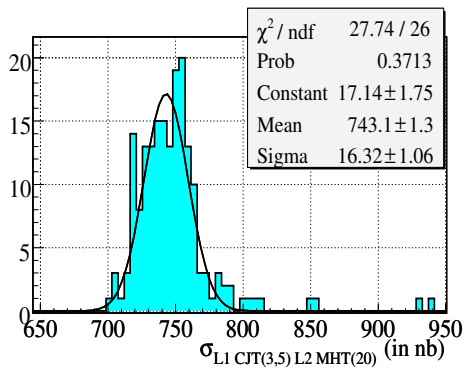
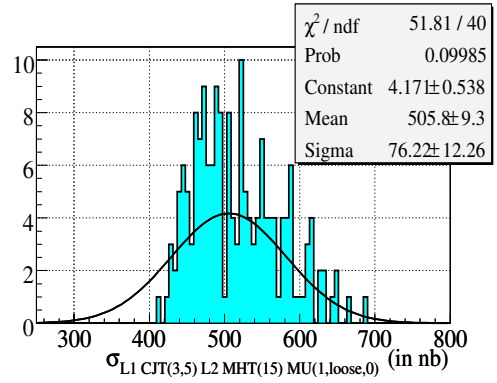
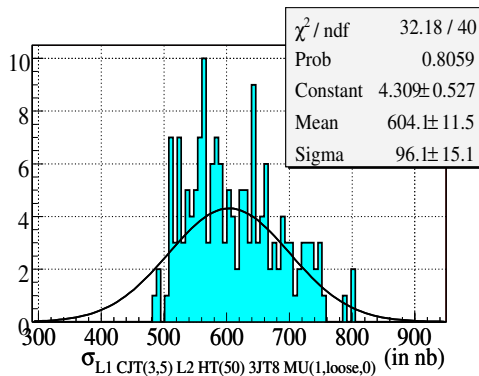
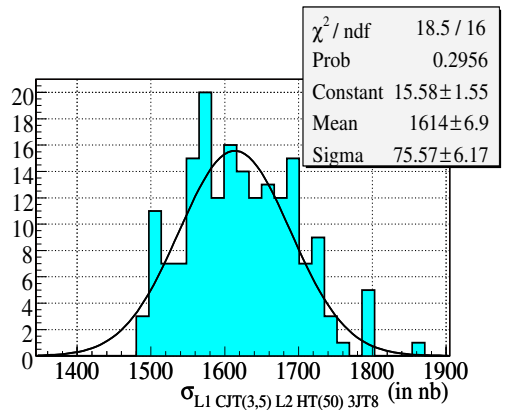

 (a)  $\sigma_{JT\_8TT}$  au N3

 (b)  $\sigma_{3CJT5}$  au N1, N2 et N3

 (c)  $\sigma_{MHT(20)}$  au N2

 (d)  $\sigma_{MHT(15)MU(1,loose)}$  au N2

 (e)  $\sigma_{JT(3,8,|\eta|\leq 3)HT(50,8)}$  au N2

 (f)  $\sigma_{3J15\_2J25\_PVZ}$  au N2

FIG. 4.8 – Distributions des sections efficaces des différents triggers considérés.

**Vérifications**

Les résultats prédits avec notre méthode ont été comparés aux résultats mesurés en ligne : le tableau 4.4 compare les taux de sortie prédits pour  $\mathcal{L} = 60 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et ceux mesurés.

Level 1	Niveau 2	Taux de sortie (Hz)	
		prédictions	mesures
événements JT_8TT			
CJT(3,5)		$238 \pm 9.9 \pm 8.3$	$246 \pm 13.1$
CJT(3,5)	JT(3,8)HT(50)	$89 \pm 6.1 \pm 3.1$	$97 \pm 4.8$
CJT(3,5)	JT(3,8)HT(50)MU(1,loose)	$33 \pm 3.7 \pm 1.2$	$36 \pm 5.8$
CJT(3,5)	MHT(20)	$45 \pm 4.4 \pm 1.5$	$44 \pm 1$
CJT(3,5)	MHT(15)MU(1,loose)	$26 \pm 3.4 \pm 0.9$	$30 \pm 4.6$

(a) échantillon JT\_8TT

Niveau 1	Niveau 2	Taux de sortie (Hz)	
		prédictions	mesures
événements 3CJT5			
CJT(3,5)		$245 \pm 0.2 \pm 13$	$246 \pm 13.1$
CJT(3,5)	JT(3,8)HT(50)	$92 \pm 1.4 \pm 4.9$	$97 \pm 4.8$
CJT(3,5)	JT(3,8)HT(50)MU(1,loose)	$30 \pm 1 \pm 1.6$	$36 \pm 5.8$
CJT(3,5)	MHT(20)	$45 \pm 1.1 \pm 2.4$	$44 \pm 1$
CJT(3,5)	MHT(15)MU(1,loose)	$27 \pm 0.9 \pm 1.5$	$30 \pm 4.6$

(b) échantillon 3CJT5

TAB. 4.4 – Comparaison entre les taux de sortie prédits avec notre méthode et ceux mesurés. Pour nos prédictions, les premières erreurs sont statistiques et les deuxièmes dues aux incertitudes sur la valeur des sections efficaces. Pour les mesures, les erreurs sont uniquement dues aux incertitudes sur les sections efficaces.

Les prédictions des échantillons JT\_8TT et 3CJT5 sont en bon accord avec les valeurs mesurées en ligne.

**Détermination des efficacités sur le signal**

Les efficacités sur le signal  $h^0b(\bar{b})$  sont calculées par rapport aux événements ayant passé les coupures cinématiques hors ligne suivantes :

- au moins 1 jet d'impulsion transverse supérieure à 40 GeV pour  $m_H = 100$  GeV ou 45 GeV pour  $m_H = 120$  GeV;
- au moins 2 jets d'impulsion transverse supérieure à 35 GeV;
- au moins 3 jets d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV;
- seuls les jets dans une acceptance en  $\eta$  de 2.5 et ayant passé les coupures d'identification sont considérés;

ainsi que les coupures suivantes au niveau 3 :

- au moins 2 jets d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV;

- au moins 3 jets d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV.

## Optimisation

Nous avons optimisé la condition de déclenchement au N2 du trigger  $h^0b(\bar{b})$  (avec la condition CJT(3,4)CJT(1,5) au N1), afin d'obtenir une plus grande efficacité dans le déclenchement du signal. Les conditions suivantes ont été testées :

- plus de trois jets avec une impulsion transverse supérieure à un seuil que nous avons fait varier de 6 GeV à 15 GeV ;
- HT supérieure à 50, 60, 65, 70, 80 ou 90 GeV ;
- différentes définitions de HT : ne considérer pour son calcul que les jets d'impulsion transverse supérieure à un seuil que nous avons fait varier de 5 à 8 GeV.

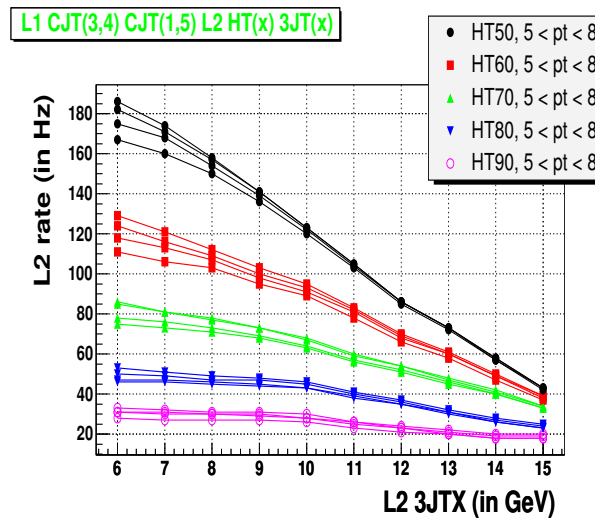
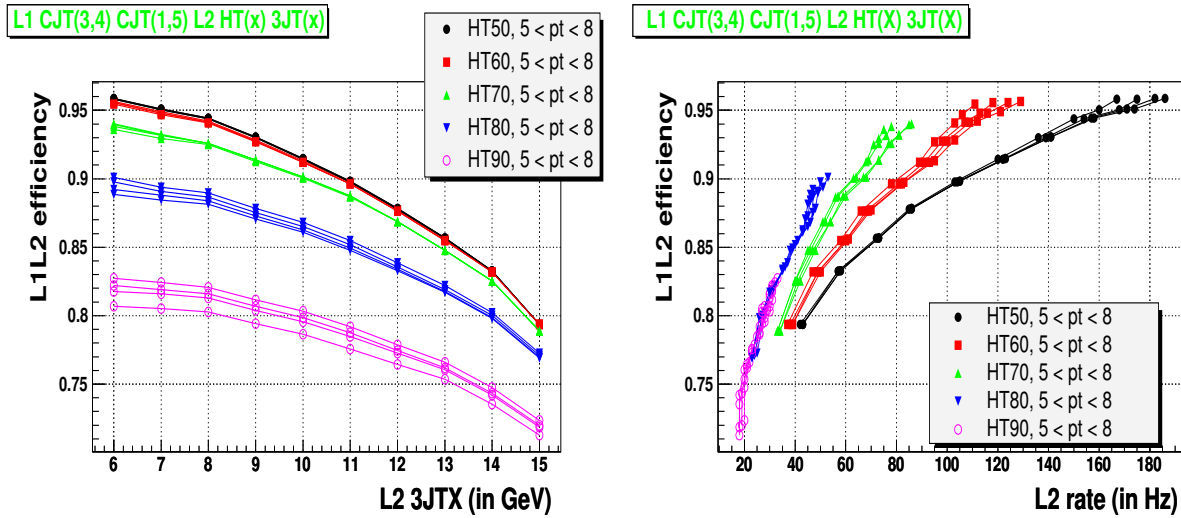


FIG. 4.9 – Taux de sortie au N2 en fonction des différentes conditions JT(3,X,  $|\eta| \leq 3$ )

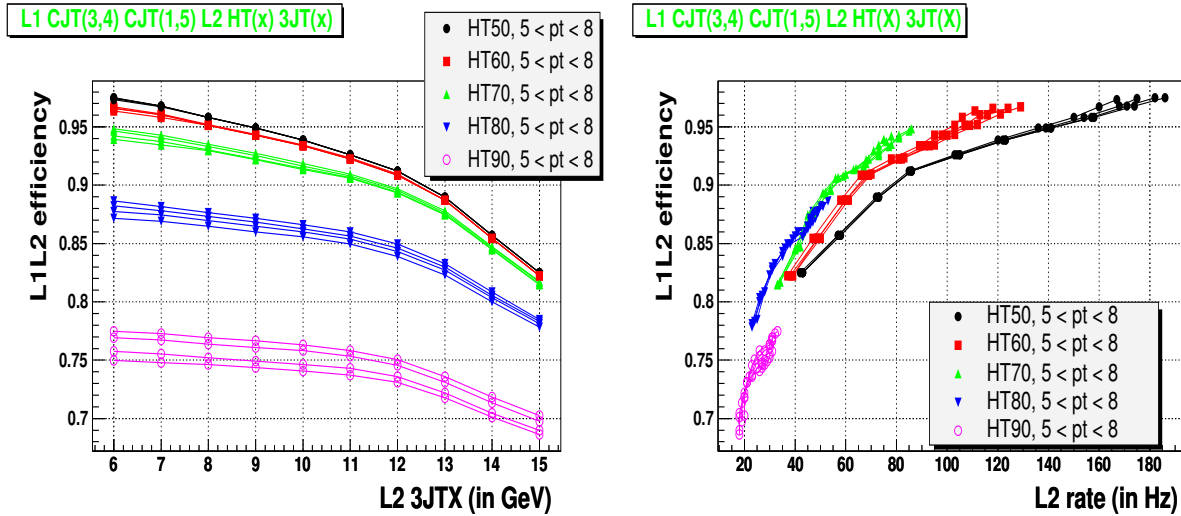
La figure 4.9 montre les différents taux de sortie et la figure 4.10 les différentes efficacités obtenues sur le signal  $h^0b(\bar{b})$ . Les courbes de même couleur correspondent aux différentes définitions de HT (jets de  $p_T$  supérieur à 5, 6, 7 ou 8 GeV) mais avec la même coupure sur HT. Les courbes de différentes couleurs correspondent quant à elles aux différentes coupures sur HT considérées (50, 60, 70, 80 ou 90 GeV). Les taux de sortie les plus intéressants sont détaillés dans le tableau 4.5.

D'après le tableau 4.5, en gardant les mêmes conditions au N2 que celles du trigger  $h^0b(\bar{b})$  de la liste v12, le nouveau terme N1 conduit à une augmentation du taux de sortie de 72.4 %. Ce taux de sortie est au-dessus du pouvoir de calcul disponible au niveau 2. Le terme N1 CJT(3,4,  $|\eta| \leq 2.6$ ) CJT(1,5,  $|\eta| \leq 3.2$ ) N2 JT(3,6,  $|\eta| \leq 3$ ) HT(70,8) semble une bonne solution, puisque le taux de sortie est diminué de 50 % alors que l'efficacité sur notre signal ne baisse que de 1 % par rapport à celle que nous avons dans la liste v12. Il est important de noter que 13.8 % des 50 % de diminution du taux de sortie sont dus à la différence du seuil en  $p_T$  des jets formant HT, passant de 5 GeV comme c'était le cas dans v12, à 8 GeV. De plus, ce changement dans la définition de HT n'introduit qu'une baisse d'efficacité de 0.4 %.



(a) Efficacité au N2 en fonction des différentes conditions  $JT(3,X,|\eta| \leq 3)$  pour  $m_H = 120$  GeV

(b) Efficacité en fonction du taux de sortie au N2 pour  $m_H = 120$  GeV



(c) Efficacité au N2 en fonction des différentes conditions  $JT(3,X,|\eta| \leq 3)$  pour  $m_H = 100$  GeV

(d) Efficacité en fonction du taux de sortie au N2 pour  $m_H = 100$  GeV

FIG. 4.10 – Efficacités au N2 en fonction des termes  $JT(3,X,|\eta| \leq 3)$  et  $HT(X,Y)$ .

### Effets non linéaires

Les résultats présentés ci-dessus sont basés sur la relation linéaire :

$$\text{Taux de sortie} = \sigma_{\text{trigger}} \mathcal{L}$$

où  $\sigma_{\text{trigger}}$  est un nombre fixé. Cette formule est une approximation :

- à cause de l'augmentation des interactions multiples par croisement de faisceaux avec la luminosité, on s'attend à ce que  $\sigma_{\text{trigger}}$  croisse avec la luminosité instantanée ;



Seuil sur $p_T^{\text{jets}}$ formant HT		8	5	8	5
N1	N2	Données : Taux de sortie N2(Hz)		MC : Efficacité N2 (%)	
CJT(3,5)	JT(3,8)HT(50)	$87 \pm 6 \pm 3.1$	$89 \pm 6.1 \pm 3.1$	$92.8 \pm 0.6$	$92.9 \pm 0.6$
CJT(3,4)CJT(1,5)		$541 \pm 14.6 \pm 18.9$			
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,8) HT(50)	$150 \pm 7.9 \pm 5.3$	$158 \pm 8.1 \pm 5.3$	$94.4 \pm 0.5$	$94.4 \pm 0.5$
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,6) HT(60)	$111 \pm 6.8 \pm 3.9$	$129 \pm 7.3 \pm 4.5$	$95.5 \pm 0.5$	$95.7 \pm 0.5$
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,7) HT(60)	$106 \pm 6.7 \pm 3.7$	$121 \pm 7.1 \pm 4.1$	$94.7 \pm 0.5$	$94.9 \pm 0.5$
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,8) HT(60)	$103 \pm 6.6 \pm 3.6$	$112 \pm 6.8 \pm 4$	$94.1 \pm 0.5$	$94.2 \pm 0.5$
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,10) HT(60)	$89 \pm 6.1 \pm 3.1$	$95 \pm 6.3 \pm 3.5$	$91.2 \pm 0.6$	$91.3 \pm 0.6$
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,6) HT(65)	$94 \pm 6.3 \pm 3.3$	$107 \pm 6.7 \pm 3.8$	$94.7 \pm 0.5$	$95.1 \pm 0.5$
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,6) HT(70)	$75 \pm 5.6 \pm 2.6$	$86 \pm 6 \pm 3$	$93.6 \pm 0.6$	$94 \pm 0.5$
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,7) HT(70)	$73 \pm 5.5 \pm 2.6$	$81 \pm 5.8 \pm 2.9$	$92.9 \pm 0.6$	$93.3 \pm 0.6$
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,8) HT(70)	$71 \pm 5.5 \pm 2.5$	$78 \pm 5.7 \pm 2.7$	$92.5 \pm 0.6$	$92.6 \pm 0.6$
CJT(3,4)CJT(1,5)	JT(3,10) HT(70)	$63 \pm 5.1 \pm 2.2$	$68 \pm 5.3 \pm 2.4$	$90 \pm 0.7$	$90.1 \pm 0.7$

TAB. 4.5 – Résumé des taux de sorties et des efficacités (pour  $m_H = 120$  GeV) obtenus pour différentes conditions JT(3,X, $|\eta| \leq 3$ ) et HT(X,Y).

- toute source de bruit, comme le bruit électronique ou les muons cosmiques conduit à un taux constant d'événements et donc à une variation de  $\sigma_{\text{trigger}}$  comme  $\frac{1}{\mathcal{L}}$ .

Il est donc plus correct de calculer les taux de sortie en utilisant une section efficace  $\sigma_{\text{trigger}}$  variant avec la luminosité :

$$\sigma_{\text{trigger}}(\mathcal{L}) = \frac{A}{\mathcal{L}} + \sigma + B\mathcal{L},$$

où le premier terme est dû aux différents bruits et le dernier aux interactions multiples. La contribution de ces termes est mise en évidence sur la figure 4.11.

Comme nous n'avons pas pris en compte l'effet de l'augmentation de la luminosité instantanée, les sections efficaces mesurées dans la section 4.2.1.0 sont moyennées sur la distribution de la luminosité instantanée de nos échantillons. La luminosité instantanée moyenne de ceux-ci est  $\bar{\mathcal{L}} = 20 \pm 0.5 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . En négligeant la contribution du bruit de fond,  $\frac{A}{\mathcal{L}}$ , toutes les sections efficaces calculées précédemment doivent être augmentées d'un facteur  $B \times (60 - 20) \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

### Correction des non linéarités

Pour obtenir des résultats plus corrects, nous devrions diviser nos échantillons en différents intervalles de luminosité instantanée, mesurer les sections efficaces de référence dans chaque intervalle, ainsi que le terme  $B\mathcal{L}$  et extrapoler les taux de sortie obtenus à de plus hautes luminosités. Mais nous n'avons pas assez de statistique pour réaliser ce programme. Nous avons donc plus simplement étudié la variation des sections efficaces de trigger déjà existants avec la luminosité, comme illustrée sur la figure 4.12 pour le niveau 1 et le niveau 2 du trigger  $h^0 b(\bar{b})$  de  $v12$ . Le terme  $\frac{A}{\mathcal{L}}$  est négligeable. La dépendance avec la luminosité a donc été ajustée en utilisant un polynôme de degré 1, ce qui nous fournit une mesure du terme  $B\mathcal{L}$ . Ainsi, la section efficace de CJT(3,5, $|\eta| \leq 3.2$ ) doit être augmentée de 7 %, conduisant à un taux de sortie de

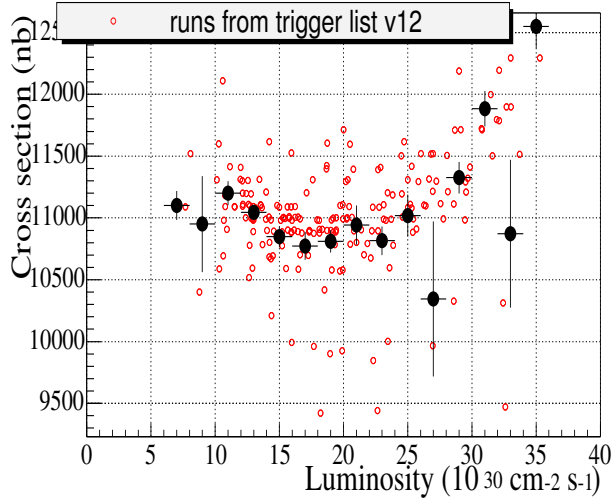


FIG. 4.11 – Section efficace au N1 d’un trigger muon en fonction de la luminosité instantanée. En rouge les données et en noir les données moyennées selon l’axe 0y.

260 Hz pour  $\mathcal{L} = 60 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , au lieu des 246 Hz obtenus dans le tableau 4.4. De même, la section efficace de  $JT(3,8,|\eta| \leq 3)HT(50,5)$  doit être augmentée de 20 %, donnant un taux de sortie de 116 Hz. En utilisant ces résultats, sachant que ces conditions sont très proches, nous pouvons conclure que le taux de sortie du trigger  $JT(3,6,|\eta| \leq 3)HT(70,8)$  doit aussi être augmenté de 20 %, fournissant ainsi un taux de sortie de 90 Hz.

Pour conclure, après une étude détaillée de plusieurs conditions au niveau 2 pour déclencher de la manière la plus efficace possible des événements provenant du signal  $h^0b(\bar{b})$ , nous avons proposé un nouveau terme au niveau 2,  $JT(3,6,|\eta| \leq 3)HT(70,8)$ . Ce trigger est mis en ligne depuis Mars 2004, et le taux de sortie mesuré depuis est en accord avec nos prédictions.

Le niveau 1  $CJT(3,4,|\eta| \leq 2.6)CJT(1,5,|\eta| \leq 3.2)$  n’a pas pu être utilisé en ligne à cause de l’augmentation du taux de sortie qu’il entraînait, et l’ancien terme a été conservé. Cependant, les résultats de l’optimisation des conditions du niveau 2 restent valables même avec l’ancien terme, puisque les deux termes  $CJT(3,5,|\eta| \leq 3.2)$  et  $CJT(3,4,|\eta| \leq 2.6)CJT(1,5,|\eta| \leq 3.2)$  sont très efficaces dans la sélection du signal  $h^0b(\bar{b})$ .

## 4.2.2 Efficacités de déclenchement

Les critères de déclenchement donnés dans le tableau 4.3 ne sont pas efficaces à 100 %, et les inefficacités doivent être prises en compte dans les simulations.

Les efficacités de déclenchement du signal et du bruit de fond simulé peuvent être mesurées de deux façons :

- en simulant le système de déclenchement de  $D\bar{O}$  dans les événements Monte Carlo de signal ou de bruit de fond, à l’aide du programme **Trigsim** décrit dans la section 2.3.2.
- en paramétrant les efficacités de déclenchement aux niveaux 1, 2 et 3 mesurées sur les données, et en appliquant ensuite ces paramétrisations aux événements simulés.

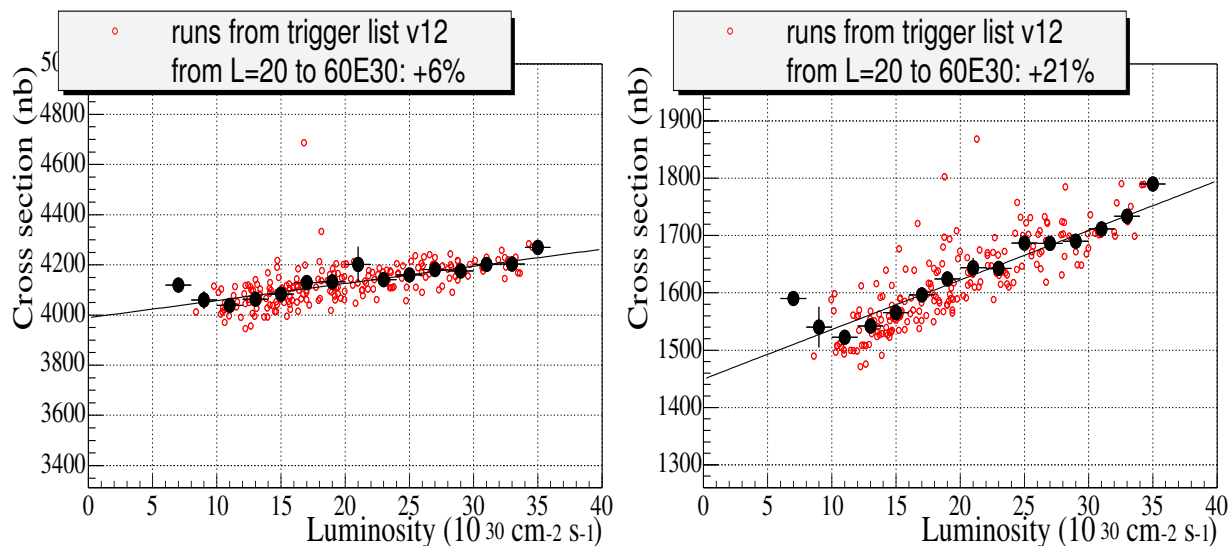


FIG. 4.12 – Sections efficaces au N1 et N2 du trigger  $h^0 b(\bar{b})$  utilisé dans v12 en fonction de la luminosité instantanée. A gauche le trigger  $\text{CJT}(3,5,|\eta| \leq 3.2)$ . A droite le trigger  $\text{N1 CJT}(3,5) \text{ N2 JT}(3,8,|\eta| \leq 3) \text{ HT}(50,8)$ .

Nous avons privilégié la seconde méthode, puisque celle-ci n'utilise que les données.

Les données utilisées pour cette étude ont été déclenchées sur des événements contenant un muon, afin d'obtenir un échantillon indépendant des conditions de déclenchement du trigger  $h^0 b(\bar{b})$ . Seuls les événements avec au moins un jet de plus de 10 GeV sont conservés. Les probabilités de satisfaire les conditions requises sont mesurées dans cet échantillon, et paramétrisées.

Ensuite, la probabilité de déclenchement  $P(N1, N2, N3)$  est calculée pour chaque événement de bruit de fond ou de signal simulé en utilisant :

$$P(N1, N2, N3) = P(N1) \times P(N2 | N1) \times P(N3 | N1, N2)$$

où  $P(N2 | N1)$  et  $P(N3 | N1, N2)$  représentent les probabilités conditionnelles qu'a un événement de satisfaire un ensemble de critères sachant que celui-ci a déjà satisfait l'ensemble des conditions du(des) niveau(x) de déclenchement précédent(s).

Afin de tenir compte des différentes listes de trigger, un poids correspondant à la luminosité intégrée enregistrée par chacun des triggers est appliqué à chaque événement :

$$P(N1, N2, N3)_{\text{finale}} = \sum_{i=v9, v14} P(N1, N2, N3)_i \times \frac{\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_{\text{tot}}}$$

## Niveau 1

Le fait qu'un événement multijet dépose assez d'énergie dans les tours pour que le trigger se déclenche dépend des propriétés de chaque jet présent dans l'événement. Par exemple, un événement dijet peut toucher deux tours avec une énergie suffisante de deux manières différentes : chacun des jets peut déclencher chacun une tour, ou bien un seul jet peut déclencher

deux tours.

La méthode utilisée pour calculer l'efficacité des termes CJT(X,Y) s'effectue en trois étapes :

1. **Effet d'un jet hors ligne sur les tours calorimétriques :**

La première étape est de mesurer l'effet d'un jet hors ligne sur les tours du calorimètre. Nous sélectionnons dans l'échantillon les événements avec exactement deux jets passant les critères d'identification, satisfaisant  $\Delta\phi_{\text{jet1, jet2}} \geq 2.5$  et  $|\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| \leq 2.7$  (les tours du calorimètre ont une acceptation en  $\eta$  de 3.2, et nous voulons inclure toute l'énergie du jet reconstruit dans un cône de rayon 0.5).

Pour mesurer l'effet d'un jet sur les tours du calorimètre, nous devons considérer uniquement les tours proches de ce jet. La coupure  $\Delta R_{\text{tour, jet}} \leq 0.5$  permet de garder les tours proches du jet tout en n'excluant pas les tours provenant de l'autre jet présent dans l'événement ou celles provenant d'un troisième jet non reconstruit. Ceci est illustré sur la figure 4.13.

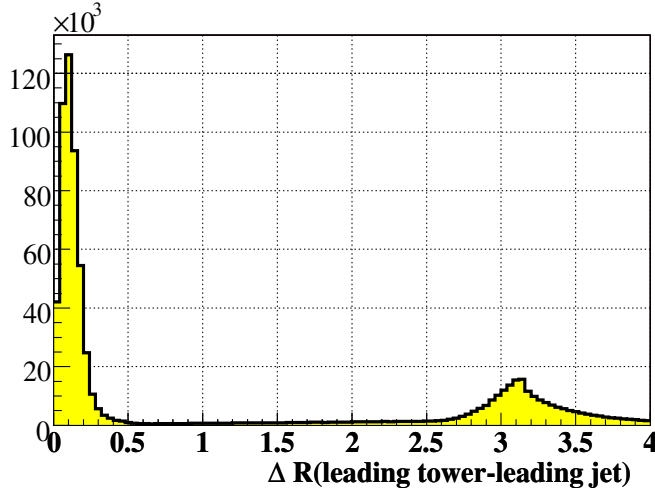


FIG. 4.13 –  $\Delta R$  séparant la tour de plus haute énergie du jet de plus haute énergie. Une coupure à  $\Delta R = 1.5$  est appliquée.

Le nombre de tours déclenchées par un jet, c'est-à-dire possédant une impulsion supérieure au seuil demandé ainsi que  $\Delta R_{\text{tour, jet}} \leq 0.5$ , est mesuré dans notre échantillon dijet et stocké dans un histogramme à deux dimensions avec en axe x l'impulsion transverse corrigée du jet et en axe y le nombre de tours déclenchées par celui-ci.

Afin de tenir compte de l'augmentation de la luminosité instantanée fournie par le Tevatron durant les quatre ans de prises de données du Run IIa, ces mesures sont réalisées séparément pour chacune des listes des conditions de déclenchement (pour v12, v13 et v14, les autres listes ayant une statistique trop limitée).

Afin de simuler les termes de toutes les listes de déclenchement, nous avons besoin de mesurer le nombre de tours déclenchées par jet pour les conditions suivantes :

I.  $p_{\text{T}}^{\text{tour}} \geq 7 \text{ GeV}$  avec  $|\eta^{\text{tower}}| < 1.8$ ;

La figure 4.14 montre le nombre de tours déclenchées au-dessus de 7 GeV avec  $|\eta| < 1.8$ , en fonction du  $p_{\text{T}}$  du jet auquel elles sont associées ;

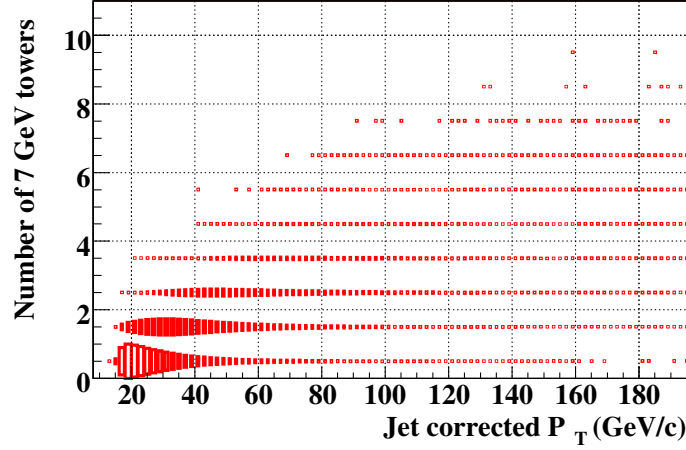


FIG. 4.14 – Nombre de tours au-dessus de 7 GeV with  $\eta < 1.8$  en fonction de  $p_T$ .

- II.  $5 \text{ GeV} < p_T^{\text{tour}} < 7 \text{ GeV}$  avec  $|\eta^{\text{tour}}| < 1.8$  ou  $p_T^{\text{tour}} \geq 5 \text{ GeV}$  avec  $1.8 \leq |\eta^{\text{tour}}| < 2.6$  sachant que le jet a déclenché 0, 1, 2, 3 ou plus de 4 tours avec  $p_T^{\text{tour}} \geq 7 \text{ GeV}$  et  $|\eta^{\text{tour}}| < 1.8$ ; Ainsi, cinq histogrammes à deux dimensions sont mesurés, correspondant aux nombres de tours au-dessus de 7 GeV avec  $|\eta^{\text{tour}}| < 1.8$  déclenchées par le jet.

La figure 4.15 montre le profil des histogrammes associés au terme précédent ;

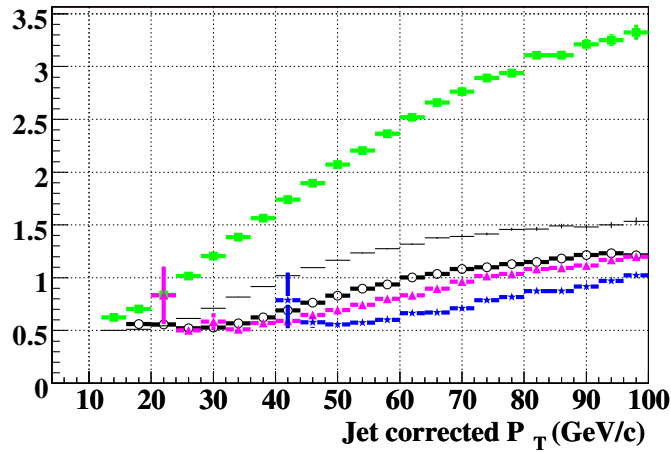


FIG. 4.15 – Nombres de tours comprises entre 5 et 7 GeV avec  $|\eta^{\text{tour}}| < 1.8$  ou  $p_T^{\text{tour}} \geq 5 \text{ GeV}$  avec  $1.8 \leq |\eta^{\text{tour}}| < 2.6$  en fonction de  $p_T$  sachant que le jet a déclenché 0 (carré vert), 1 (ligne noire fine), 2 (cercle noir), 3 (triangle rose) ou plus de 4 tours (étoile bleue) avec  $p_T^{\text{tour}} \geq 7 \text{ GeV}$  et  $|\eta^{\text{tour}}| < 1.8$ .

- III.  $4 \text{ GeV} < p_T^{\text{tour}} < 5 \text{ GeV}$  avec  $|\eta^{\text{tour}}| < 2.6$  sachant que le jet a déclenché 0, 1, 2, 3 ou plus de 4 tours avec  $p_T^{\text{tour}} \geq 5 \text{ GeV}$  et  $|\eta^{\text{tour}}| < 2.6$ . Ainsi, cinq histogrammes à deux dimensions sont mesurés.

La figure 4.16 montre le profil des histogrammes associés au terme précédent ;

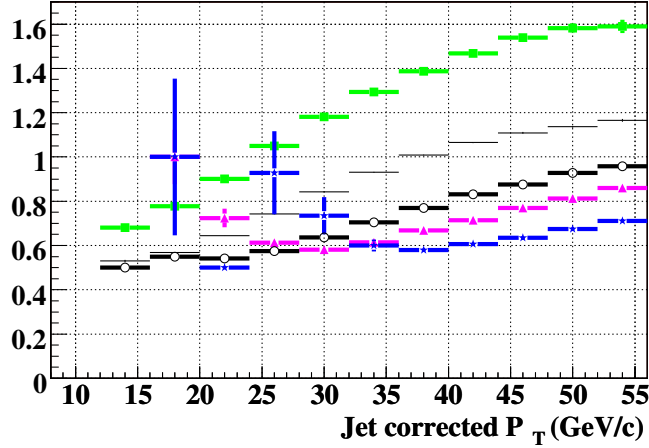


FIG. 4.16 – Nombres de tours comprises entre 4 et 5 GeV avec  $|\eta^{\text{tour}}| < 2.6$  en fonction de  $p_T$  sachant que le jet a déclenché 0 (carré vert), 1 (ligne noire fine), 2 (cercle noir), 3 (triangle rose) ou plus de 4 tours (étoile bleue) avec  $p_T^{\text{tour}} \geq 7$  GeV et  $|\eta^{\text{tour}}| < 1.8$ .

#### IV. $p_T^{\text{tour}} > 5$ GeV avec $2.6 \leq |\eta^{\text{tour}}| < 3.2$ .

La figure 4.17 montre l’histogramme associé au terme précédent.

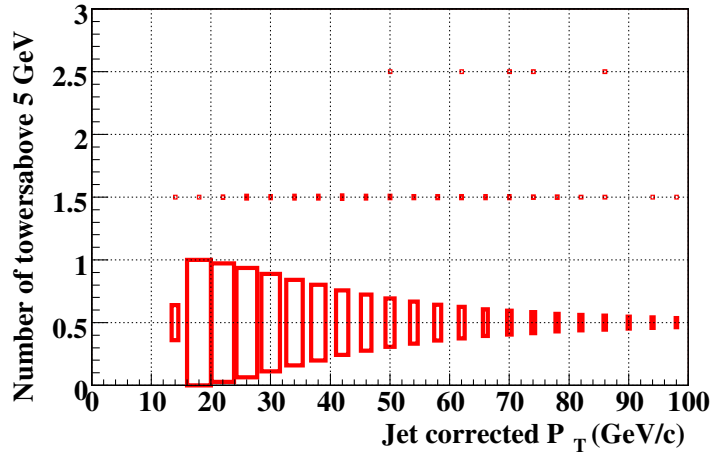


FIG. 4.17 – Nombre de tours de plus de 5 GeV avec  $2.6 < |\eta^{\text{tow}}| < 3.2$  en fonction de  $p_T$ .

#### 2. Effet des tours de bruit :

Nous devons prendre en compte les tours qui ne sont déclenchées par aucun jet. Nous les appellerons dans la suite “tours de bruit”. Elles peuvent être dues à des jets non reconstruits, à du bruit électronique, à l’empilement d’événements, etc.

Afin d’être capables de simuler les termes de chaque liste de déclenchement, nous avons besoin de mesurer le nombre de tours déclenchées pour :

- I.  $p_T^{\text{tour}} \geq 7$  GeV avec  $|\eta^{\text{tour}}| < 1.8$ ;
- II.  $5 \text{ GeV} < p_T^{\text{tower}} < 7 \text{ GeV}$  avec  $|\eta^{\text{tower}}| < 1.8$  ou  $p_T^{\text{tour}} \geq 5$  GeV avec  $1.8 \leq |\eta^{\text{tour}}| < 2.6$ ;

III.  $4 \text{ GeV} < p_T^{\text{tower}} < 5 \text{ GeV}$  avec  $|\eta^{\text{tower}}| < 2.6$  ou  $p_T^{\text{tower}} \geq 5 \text{ GeV}$  avec  $1.8 \leq |\eta^{\text{tower}}| < 2.6$ ;

La figure 4.18 montre le nombre de tours de bruit pour chaque région du calorimètre pour la liste de déclenchement v13.

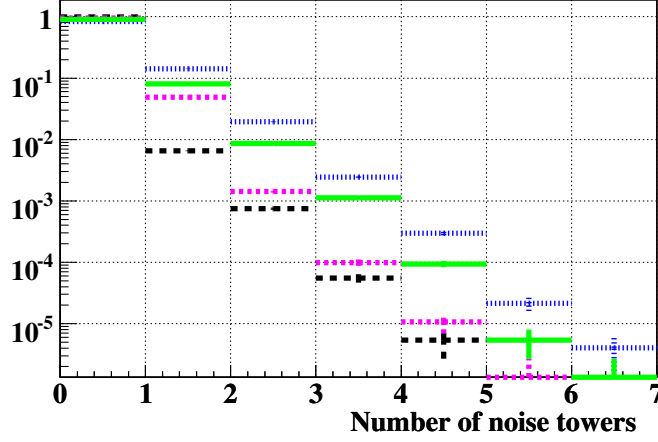


FIG. 4.18 – Nombre de tours satisfaisant (a)  $p_T \geq 7 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 1.8$  (rose) (b)  $5 \text{ GeV} < p_T < 7 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 1.8$  ou  $p_T \geq 5 \text{ GeV}$  et  $1.8 \leq |\eta| < 2.6$  (vert) (c)  $4 \text{ GeV} < p_T < 5 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2.6$  ou  $p_T \geq 5 \text{ GeV}$  et  $1.8 \leq |\eta| < 2.6$  (bleu) (d)  $p_T \geq 5 \text{ GeV}$  avec  $2.6 \leq |\eta| < 3.2$  (noir).

### 3. Prise en compte de tous les jets et des tours de bruit :

La dernière étape consiste à combiner les effets de tous les jets et tours de bruit dans l'événement. Cette étape peut elle-même être divisée en trois :

#### I. Nombre total de tours déclenchées par les jets dans l'événement, pour chaque condition :

Tout d'abord, nous devons calculer le nombre de tours déclenchées par les jets dans l'événement pour chaque condition de déclenchement. Nous appellerons ces nombres  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(x, y)$  où  $(x, y)$  décrit la condition considérée :  $x$  est le seuil en  $p_T$  et  $y$  l'acceptance des tours. Nous devons donc calculer  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(7, 1.8)$ ,  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(5, 2.6)$ ,  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(4, 2.6)$  et  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(5, 2.6 - 3.2)$ . Il est ici important de noter que cet ensemble de nombres est exclusif. Par exemple, ce que nous appelons  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(5, 2.6)$  est le nombre de tours entre 5 et 7 GeV avec  $|\eta| < 1.8$  ou au-dessus de 5 GeV avec  $1.8 < |\eta| < 2.6$ , et non le nombre de tours au-dessus de 5 GeV avec  $|\eta| < 2.6$ .

Si l'on suppose que les jets sont assez séparés pour que leurs effets s'ajoutent linéairement, il nous suffit d'additionner le nombre de tours déclenchées par chaque jet pour obtenir le nombre de tours déclenchées dans l'événement.

Commençons par calculer  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(7, 1.8)$  :

$$N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(7, 1.8) = \sum_{j=1}^{n_{\text{jets}}} N_j(7, 1.8)$$

où  $N_j(7, 1.8)$  est obtenu en tirant aléatoirement un nombre dans la distribution de

la figure 4.14. Notons  $N_j(7, 1.8) = Y_j$ . Nous calculons maintenant  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(5, 2.6)$  :

$$N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(5, 2.6) = \sum_{j=1}^{\text{njets}} N_j(5, 2.6 | Y_j)$$

où  $N_j(5, 2.6 | Y_j)$  est obtenu en tirant aléatoirement un nombre dans la distribution de la figure 4.15 correspondant à  $Y_j$ .

Nous procédons de même pour obtenir  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(4, 2.6)$  et  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(5, 2.6 - 3.2)$ .

**II.** *Nombre total de tours de bruit dans l'événement :*

Nous ajoutons ensuite à  $N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(x, y)$  le nombre de tours de bruit  $N_{\text{bruit}}(x, y)$  en tirant aléatoirement un nombre dans chacune des distributions des tours de bruit calculées précédemment (figure 4.18) :

$$\begin{aligned} N_{\text{evt}}(7, 1.8) &= N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(7, 1.8) + N_{\text{bruit}}(7, 1.8) \\ N_{\text{evt}}(5, 2.6) &= N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(5, 2.6) + N_{\text{bruit}}(5, 2.6) \\ N_{\text{evt}}(4, 2.6) &= N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(4, 2.6) + N_{\text{bruit}}(4, 2.6) \\ N_{\text{evt}}(5, 2.6 - 3.2) &= N_{\text{evt}}^{\text{jet}}(5, 2.6 - 3.2) + N_{\text{bruit}}(5, 2.6 - 3.2) \end{aligned}$$

**III.** *Nombre total de tours déclenchées dans l'événement :*

Finalement, nous calculons le nombre de tours satisfaisant chaque terme régional :

$$\begin{aligned} N7 &= N_{\text{evt}}(7, 1.8) \\ N5 &= N_{\text{evt}}(7, 1.8) + N_{\text{evt}}(5, 2.6) + N_{\text{evt}}(5, 2.6 - 3.2) \\ N4 &= N_{\text{evt}}(7, 1.8) + N_{\text{evt}}(5, 2.6) + N_{\text{evt}}(4, 2.6) \end{aligned}$$

où  $N7$  est le nombre total de tours au-dessus de 7 GeV avec  $|\eta| < 1.8$  dans l'événement,  $N5$  le nombre total de tours de plus de 5 GeV avec  $|\eta| < 3.2$  et  $N4$  le nombre total de tours au-dessus de 4 GeV avec  $|\eta| < 2.6$ .

Pour v9 : le terme au niveau 1 est déclenché si  $N5 \geq 4$ .

Pour v10, v11, v12 et v13 : le terme au niveau 1 est déclenché si  $N5 \geq 3$ .

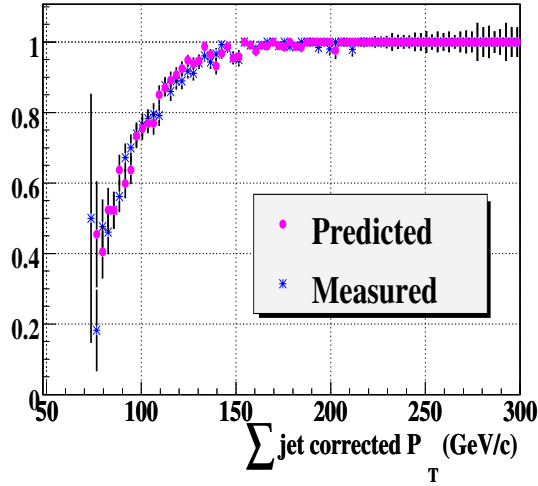
Pour v14 (les sept premières sous versions) : le terme au niveau 1 est déclenché si  $N5 \geq 3$  et  $N4 \geq 3$ .

Pour v14 (toutes les autres sous versions) : le terme au niveau 1 est déclenché si  $N5 \geq 3$ ,  $N4 \geq 3$  et  $N7 \geq 1$ .

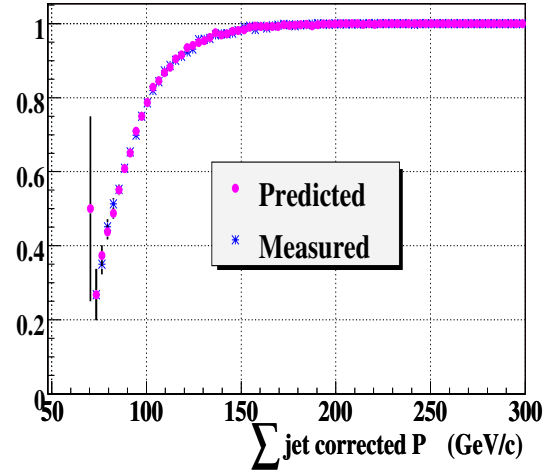
La méthode décrite dans cette sous-section est vérifiée en utilisant un échantillon orthogonal à celui utilisé pour les mesures, obtenu en demandant au moins trois jets dans chaque événement déclenché par un muon. La probabilité de déclencher les différentes conditions du niveau 1 est prédite à l'aide de notre méthode et comparée au déclenchement réel du trigger. Cette comparaison est montrée sur la figure 4.19.

L'accord est très bon, montrant la validité de notre méthode.

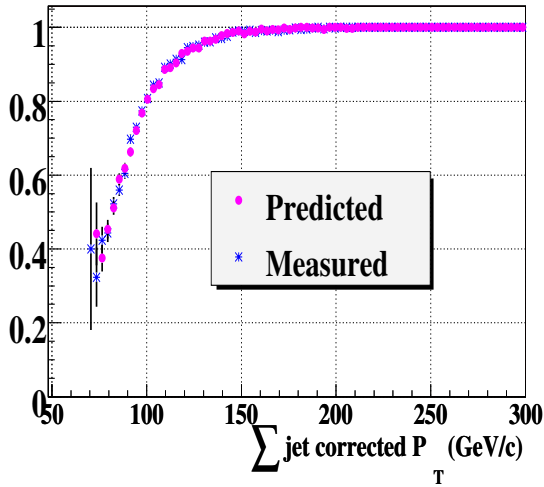




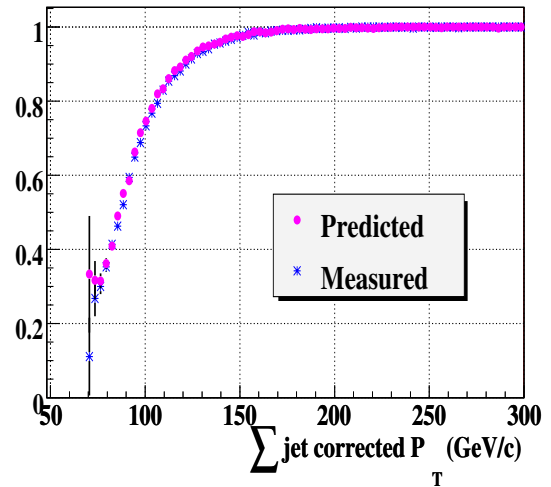
(a) V12 : terme CJT(3,5,3.2)



(b) V13 : CJT(3,5,3.2)



(c) V14.0-7 : terme CJT(3,5,3.2)(3,4,2.6)



(d) V14.8- : terme CJT(3,5,3.2)(3,4,2.6)(1,7,1.8)

FIG. 4.19 – Comparaison de la probabilité de déclencher le terme du niveau 1 obtenue avec la méthode décrite dans le texte (carré rose) et mesurée réellement dans les données (étoile bleue) en fonction de  $H_T^{\text{hors ligne}}$ .

**Niveau 2**

Le niveau 2 du trigger  $h^0b(\bar{b})$  consiste en :

1. une condition sur le nombre de jets niveau 2 au-dessus d'un  $p_T$  minimum, à savoir  $JT(x,y)$  où  $x$  est le nombre de jets minimum et  $y$  leur  $p_T$  minimal.
2. une condition sur la somme scalaire des  $p_T$  des jets niveau 2,  $HT(x,y)$ , à savoir

$$HT_{N2} = \sum_{\text{jets N2 avec } p_T > y \text{ GeV}} p_T > x \text{ GeV}$$

**Condition sur les jets**

La première condition que nous allons étudier est la condition sur les jets. Il est plus simple de combiner l'effet des jets hors ligne sur le niveau 2, car au premier ordre, un jet hors ligne déclenche un unique jet niveau 2 alors qu'au niveau 1 la probabilité de déclencher une, deux ou trois tours est très grande. En effet, la figure 4.20 montre le nombre de jets N2 déclenché par un jet reconstruit hors ligne, et on peut remarquer que la probabilité de déclencher deux jets N2 est seulement de 1 %.

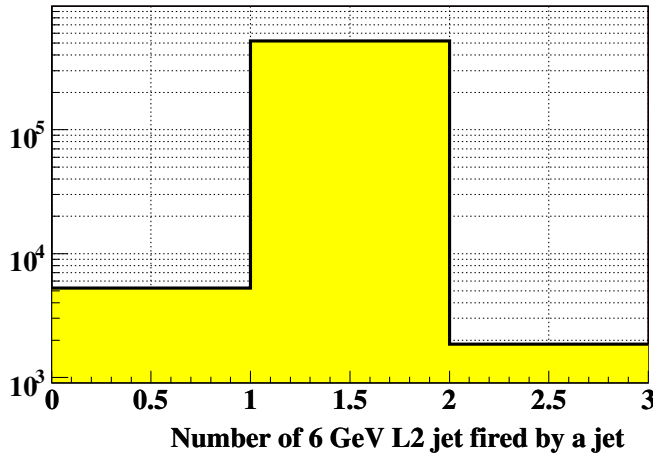


FIG. 4.20 – Nombre de jets N2 déclenchés par un jet hors ligne.

Tout d'abord l'effet d'un jet hors ligne sur les jets au niveau 2 est étudié. Pour ce faire, le même échantillon que précédemment est utilisé (événements avec deux jets dos à dos, déclenchés sur un muon). Seuls les jets N2 possédant  $\Delta R_{\text{jet, jet N2}} \leq 0.5$  sont considérés, afin de ne pas être sensibles à la possible présence d'un jet non reconstruit hors ligne dans l'événement.  $\Delta R$  est défini par  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi_{\text{jet, jet N2}}^2 + \Delta\eta_{\text{jet, jet N2}}^2}$ . La justification de cette coupure peut être vue sur la figure 4.21.

La probabilité de déclencher un jet N2 au-dessus du seuil (8 GeV pour v9, v10, v11, v12 and 6 GeV pour v13, v14) est mesurée en fonction de l'impulsion transverse des jets hors ligne, et pour trois régions différentes du calorimètre :  $|\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 1.1$ ,  $1.1 \leq |\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 1.5$ ,  $1.5 \leq |\eta_{\text{jet}}^{\text{det}}| < 2.5$ , comme le montre la figure 4.22.

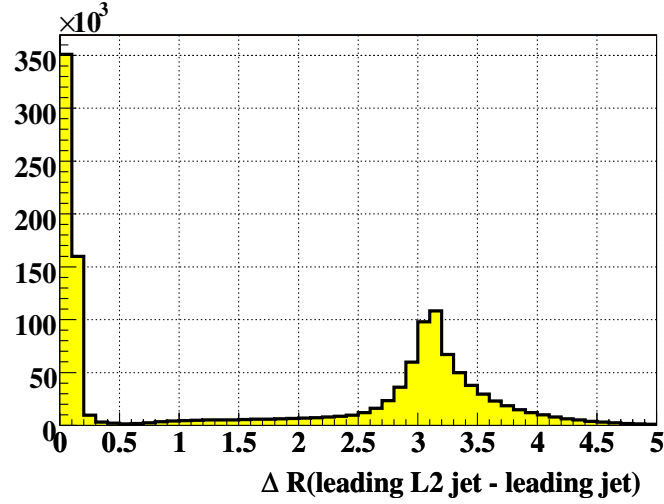


FIG. 4.21 –  $\Delta R$  séparant le jet de plus grande impulsion transverse du jet N2 de plus grande impulsion transverse.

Maintenant que nous connaissons la probabilité qu'un jet déclenche un jet N2, il est simple de construire la probabilité d'avoir  $x$  jets N2 au-dessus du seuil dans des événements multijets. Après le premier jet, la probabilité d'avoir déclenché exactement un jet N2, sachant que le jet a une impulsion transverse  $P_{T1}$ , est  $P(1, P_{T1}) = \text{TurnOn}(P_{T1})$ . Après le second jet hors ligne, d'impulsion transverse  $P_{T2}$ , la probabilité d'avoir déclenché exactement un jet N2 est :

$$P(0, P_{T1}) \times P(1, P_{T2}) + P(1, P_{T1}) \times P(0, P_{T2})$$

avec  $P(0, P_{T1}) = 1 - \text{TurnOn}(P_{T1})$ . On peut procéder de même pour tous les jets de l'événement :

$$P(= 1 \text{ jet N2}) = \sum_{j=1}^{N_{\text{jets}}} P(1, P_{Tj}) \prod_{i=1, i \neq j}^{N_{\text{jets}}} P(0, P_{Ti}).$$

La probabilité d'obtenir exactement deux jets N2 au-dessus du seuil est quant à elle égale à :

$$P(= 2 \text{ jets N2}) = \sum_{j,k=1}^{N_{\text{jets}}} P(1, P_{Tj}) P(1, P_{Tk}) \prod_{i=1, i \neq j,k}^{N_{\text{jets}}} P(0, P_{Ti}).$$

Finalement, la probabilité de déclencher au moins trois jets N2 est donnée par :

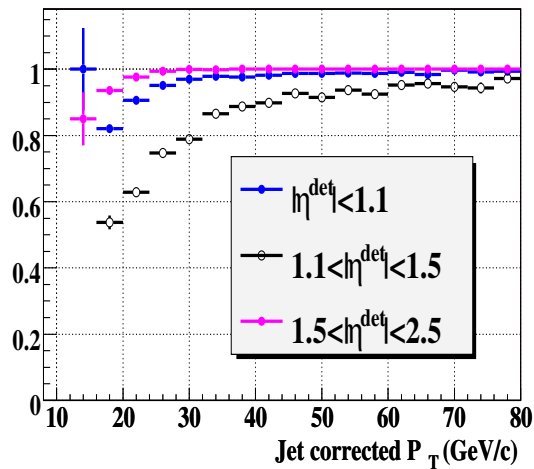
$$P(\geq 3 \text{ jets N2}) = 1 - P(= 0 \text{ jet N2}) - P(= 1 \text{ jet N2}) - P(= 2 \text{ jets N2})$$

### Condition sur l'énergie scalaire

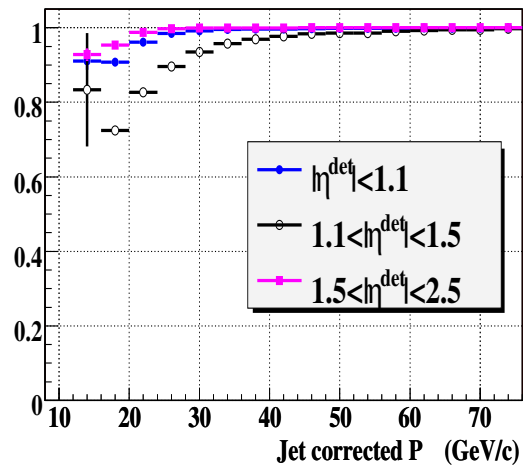
Il nous reste à étudier la seconde condition utilisée au N2 :

- $v9, v10, v11, v12$  : HT(50, 8)
- $v13, v14$  : HT(70, 6)

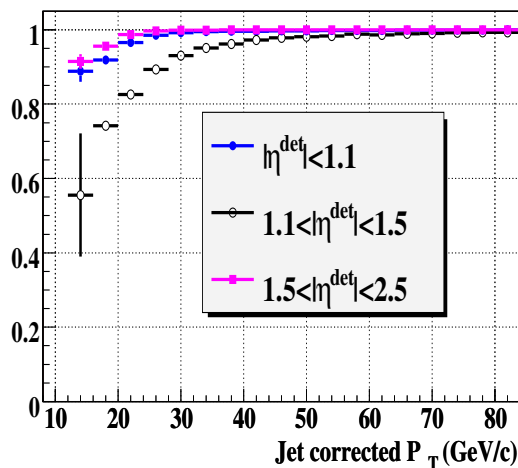
Dans des événements multijets, nous mesurons la probabilité de déclencher HT( $x, y$ ) en fonction de HT, formée en utilisant les jets hors ligne. La figure 4.23 montre la probabilité



(a) v12



(b) v13



(c) v14

FIG. 4.22 – Probabilité de déclencher un jet N2 au-dessus du seuil en fonction de l'impulsion transverse du jet hors ligne pour trois différentes régions du calorimètre et trois différentes versions des conditions de déclenchement.

de déclencher  $HT(x,y)$  pour tous les événements et pour les événements ayant déjà vérifié la condition sur les jets N2.

La probabilité de déclencher  $HT_{N2}(70,8)$  pour une HT hors ligne donnée est obtenue directement à partir des probabilités précédentes.

La probabilité finale de déclencher la condition N2 du trigger  $h^0b(\bar{b})$  s'obtient par :

$$P(N2) = P(JT(x, y)) \times P(HT(w, z))$$

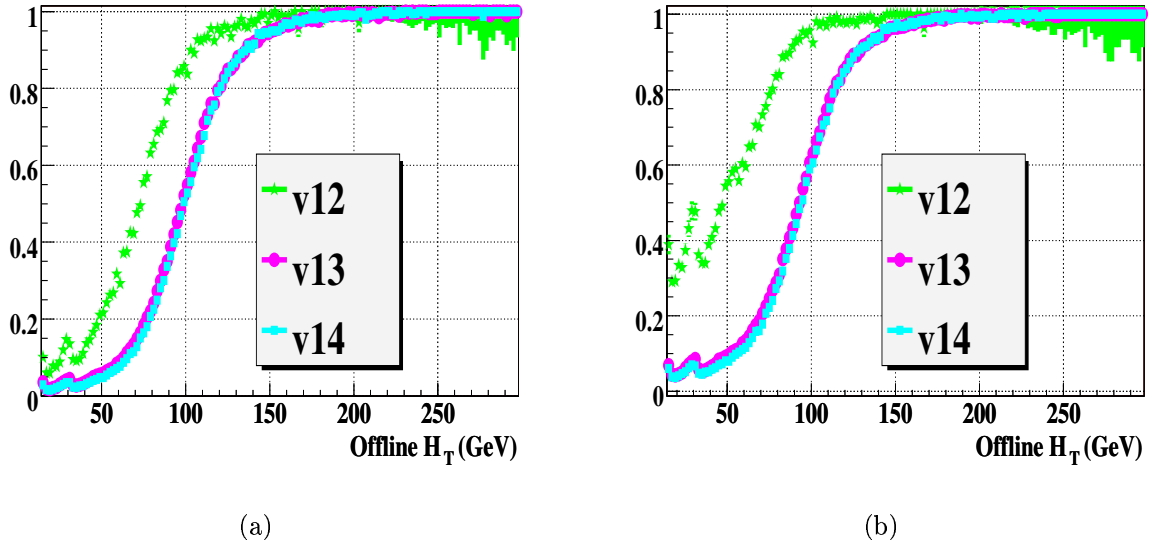
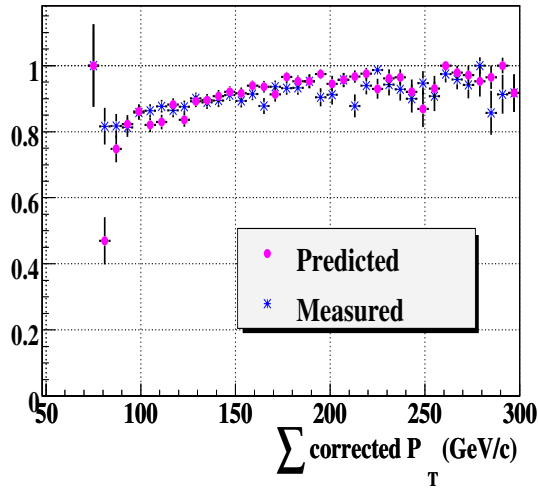


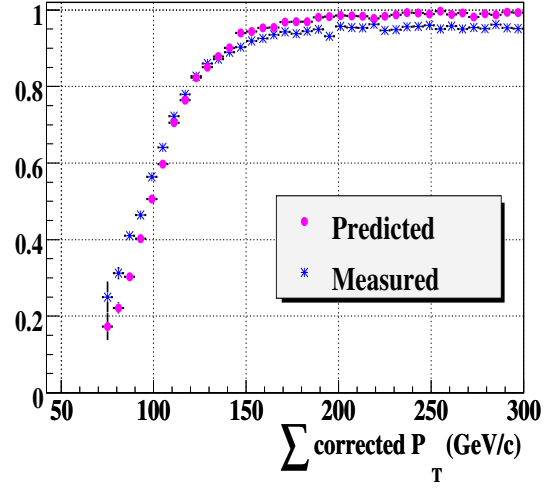
FIG. 4.23 – Probabilité de déclencher  $HT(x,y)$  en fonction de  $HT$  formée à partir des jets hors ligne pour chaque version des conditions de déclenchement et (a) pour tous les événements (b) pour les événements ayant déjà vérifié la condition sur les jets N2.

où  $x$  est le nombre minimum de jets N2 demandés,  $y$  leur seuil en  $p_T$ ,  $w$  le seuil sur  $HT_{N2}$  et  $z$  le seuil sur le  $p_T$  des jets N2 utilisés pour construire  $HT_{N2}$ .

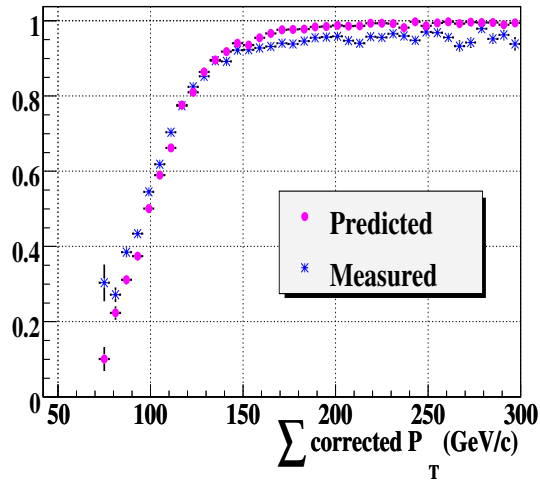
Comme précédemment, nous avons appliqué cette méthode dans un sous échantillon indépendant de celui ayant servi à mesurer les différentes probabilités. Les prédictions de notre méthode sont comparées au déclenchement réel du trigger au N2. Un bon accord est obtenu, comme le montre la figure 4.24.



(a) V12 : L2 JT(3,8) HT(50,8)



(b) V13 : L2 JT(3,6) HT(70,6)



(c) V14 : L2 JT(3,6) HT(70,6)

FIG. 4.24 – Comparaison de la probabilité de déclenchement de N2 JT(x,y) HT(w,z) prédite en utilisant la méthode décrite dans le texte (carré rose) et mesurée réellement dans les données (étoile bleue).

### Niveau 3

Le niveau 3 du trigger  $h^0b(\bar{b})$  consiste en :

1. une condition sur le nombre et le  $p_T$  des jets N3, à savoir JT(3,15) pour v9 et v10 et JT(2,25) JT(3,15) pour les autres listes ;
2. une condition sur le contenu en quarks beaux de l'événement. Les significances des paramètres d'impact des traces attachées aux six jets de plus grandes impulsions transverses du niveau 3 sont combinées en utilisant la méthode utilisée dans la construction de la probabilité **JLIP**. Ainsi la probabilité  $L3_{\text{prob}}^{\text{evt}}$  que l'événement ne contienne pas de quarks beaux est calculée et la condition  $L3_{\text{prob}}^{\text{evt}} < 0.05$  est demandée. La probabilité que chaque jet N3 provienne d'un quark léger  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  est aussi calculée en ligne. Cette quantité n'est pas utilisée dans le trigger  $h^0b(\bar{b})$  mais va nous permettre de simuler l'étiquetage du niveau 3 dans les événements Monte Carlo.

### Condition sur les jets

La méthode mise en place pour calculer l'efficacité de la condition au N3 est identique à celle utilisée pour calculer l'efficacité des conditions N2 concernant les jets. Les probabilités de déclencher un jet N3 de 15 GeV ou de 25 GeV sont mesurées en fonction de l'impulsion transverse des jets hors ligne, dans l'échantillon dijets dos à dos déclenché sur un muon. Le nombre de jets N3 déclenché par un unique jet hors ligne est montré sur la figure 4.25 où l'on peut voir que la probabilité de déclencher deux jets N3 est de 0.01 %, et sera donc négligée dans la suite.

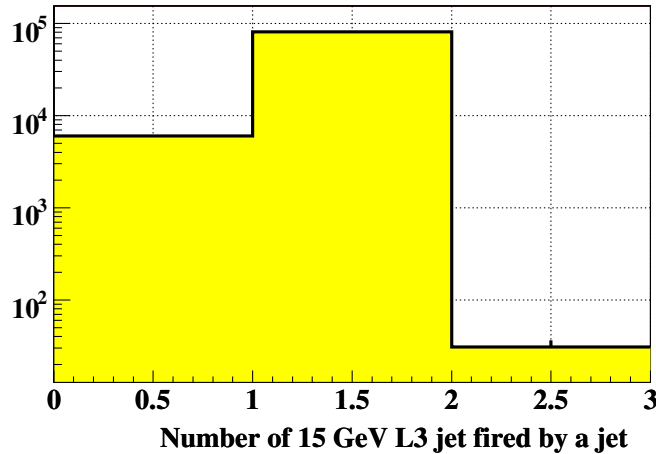


FIG. 4.25 – Nombre de jets N3 déclenchés par un jet hors ligne.

Tous les événements doivent satisfaire les conditions de déclenchement au N1 et N2. Les jets N3 sont associés aux jets hors ligne s'ils remplissent la condition  $\Delta R_{\text{jet},\text{jet N3}} \leq 0.5$ , où  $\Delta R_{\text{jet},\text{jet N3}}$  est défini de la même façon qu'au niveau 2. La distribution des  $\Delta R$  est montrée sur la figure 4.26.

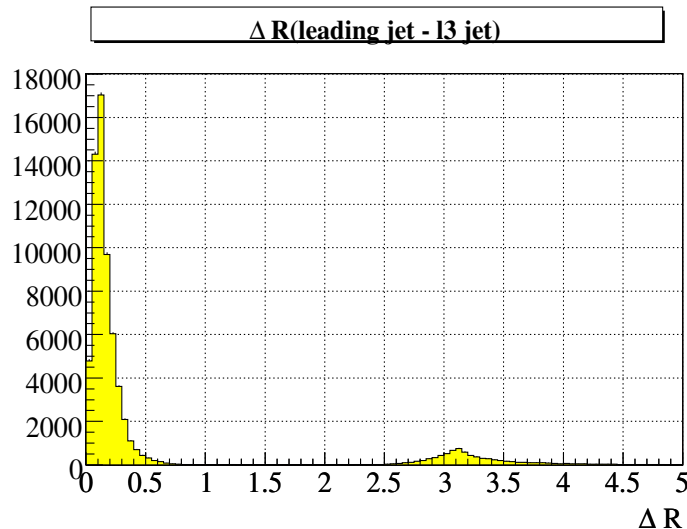


FIG. 4.26 –  $\Delta R$  séparant le jet de plus grande impulsion transverse du jet N3 de plus grande impulsion transverse.

Les probabilités de déclencher un jet N3 de 15 GeV ou 25 GeV sont mesurées en fonction de l’impulsion transverse du jet hors ligne pour trois différentes régions du calorimètre et pour chaque liste des conditions de déclenchement, comme le montre les figures 4.27 et 4.28.

A partir des courbes mesurées précédemment, la probabilité d’obtenir JT(2,25) ou JT(3,15) peut être calculée de la même façon que cela est fait au niveau 2. Ensuite, la probabilité totale est obtenue en multipliant  $P(\text{JT}(2,25))$  et  $P(\text{JT}(3,15))$ .

Dans notre échantillon 3 jets, nous avons prédit la probabilité d’obtenir JT(2,25)JT(3,15). Ces prédictions sont comparées avec le déclenchement réel de JT(2,25)JT(3,15). L’accord est très bon, comme on peut le voir sur la figure 4.29, validant ainsi notre méthode.

Finalement, une coupure sur la position du vertex primaire le long de l’axe du faisceau est demandée dans chaque événement afin d’avoir une efficacité de 100 % de déclencher la condition sur la position du vertex primaire du niveau 3, i.e.  $|z_{PV}| < 35$  cm.

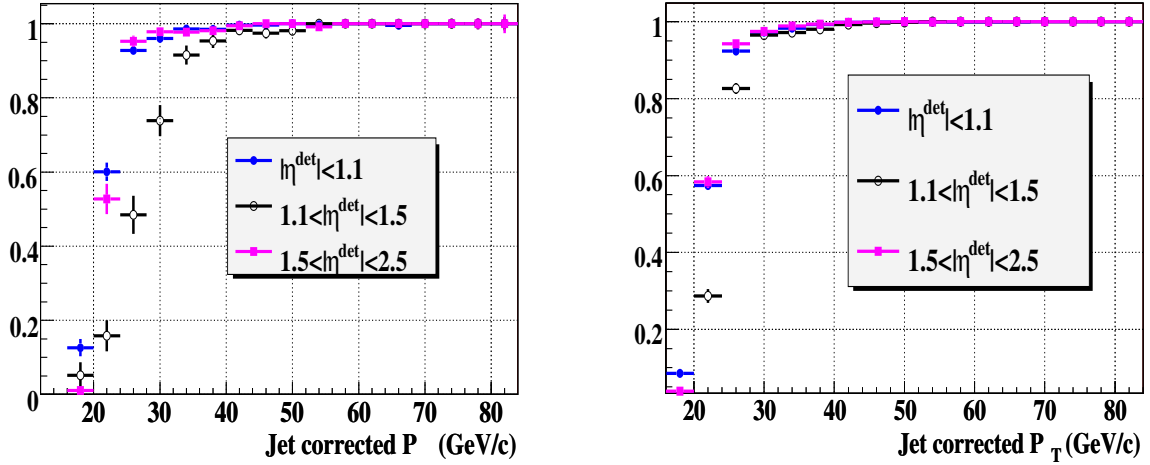
### Condition sur le contenu en quarks b de l’événement

La première étape est de simuler la distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  dans les événements générés, en utilisant les données et en s’inspirant des méthodes utilisées par le groupe de travail sur l’étiquetage des b. Nous avons besoin de la distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  pour des jets provenant de quarks légers et provenant de quarks b, si ils sont étiquetés b et si ils ne le sont pas. Nous avons donc besoin de mesurer quatre distributions.

L’échantillon de données étudié contient au moins un muon de qualité moyenne avec  $p_T > 4$  GeV ainsi que exactement deux jets avec  $p_T > 10$  GeV. L’un des jets sera appelé dans la suite “jet test” et l’autre “jet de contrôle”. Chaque événement doit de plus avoir déclenché au moins un trigger ne contenant pas de condition sur l’étiquetage des b au niveau 3, afin d’avoir un échantillon non biaisé.

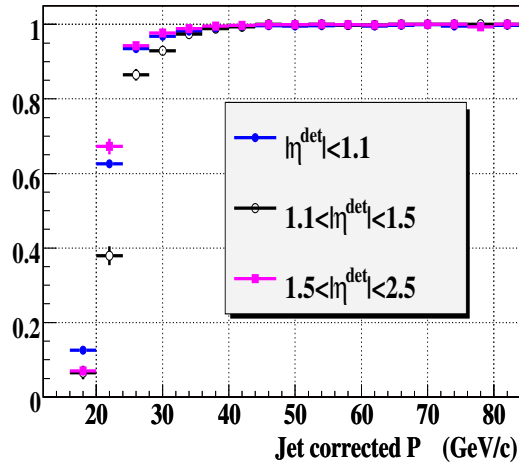
- $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  pour des jets provenant de quarks b





(a) V12

(b) V13



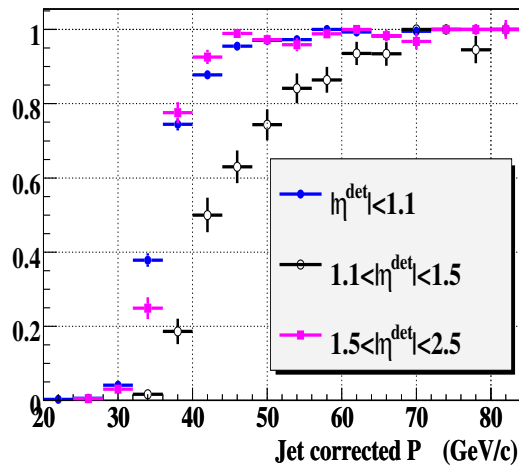
(c) V14

FIG. 4.27 – Probabilité de déclencher un jet N3 de plus de 15 GeV en fonction de l'impulsion transverse du jet hors ligne pour différentes régions du calorimètre et pour chaque liste des conditions de déclenchement.

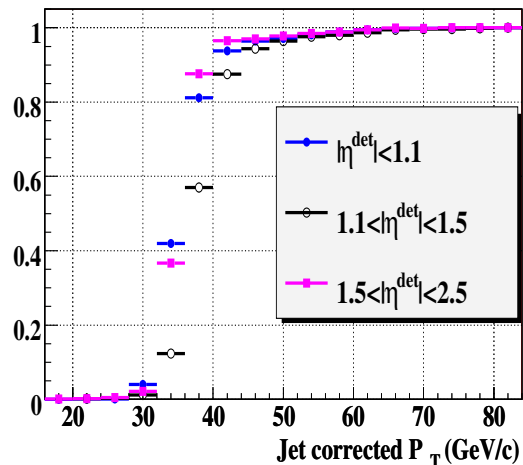
Afin d'enrichir l'échantillon en jets provenant de quarks beaux, nous demandons que le jet test contienne un muon avec  $p_T^{\text{rel}}$  supérieur à 0.7 GeV, et que le jet de contrôle soit étiqueté b avec une coupure sévère. Ensuite, la distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  est obtenue directement de la valeur de  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  des jets tests. La figure 4.30 montre les distributions  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  ainsi obtenues, lorsque le jet test n'est pas étiqueté b et lorsqu'il l'est.

- $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  pour des jets provenant de quarks légers

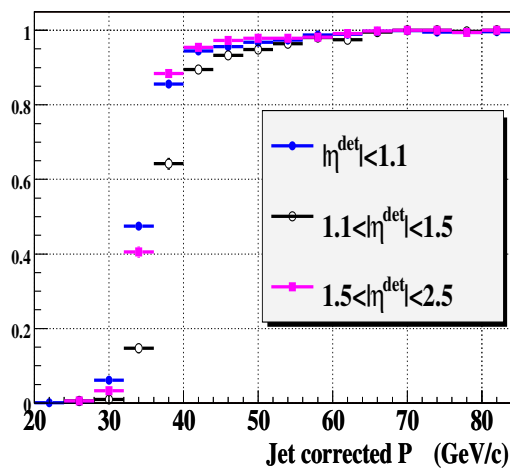
La méthode utilisée ici est basée sur l'hypothèse qu'un événement dijet où l'un des jets



(a) V12



(b) V13

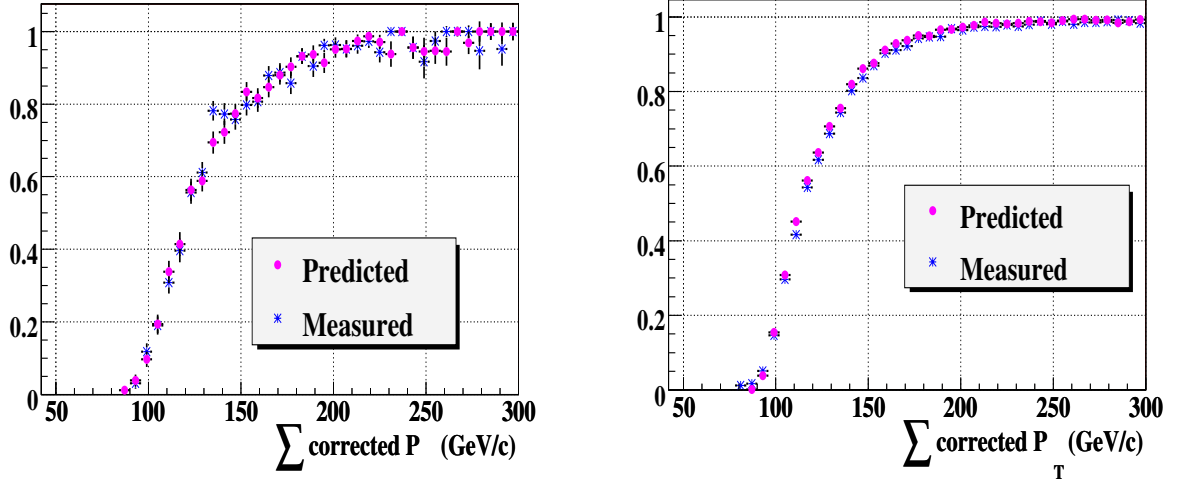


(c) V14

FIG. 4.28 – Probabilité de déclencher un jet N3 de plus de 25 GeV en fonction de l'impulsion transverse du jet hors ligne pour différentes régions du calorimètre et pour chaque liste des conditions de déclenchement.

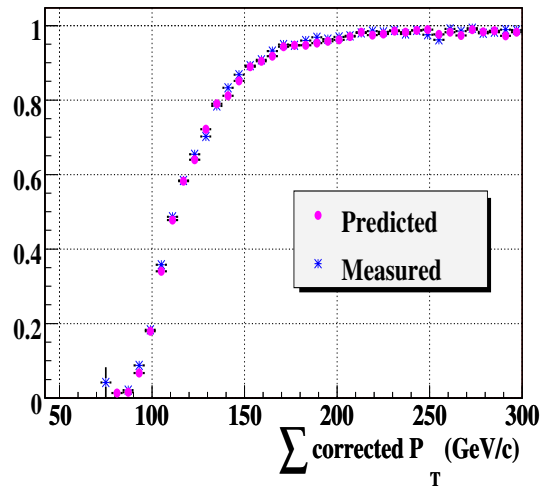
est étiqueté b négativement provient de la production QCD de jets légers. Ainsi, le jet de contrôle est étiqueté b négativement. Ensuite, la distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  est obtenue directement de la valeur de  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  des jets tests. La figure 4.31 montre les distributions  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  ainsi obtenues, lorsque le jet test n'est pas étiqueté b et lorsqu'il l'est.

Une fois les distributions  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  mesurées, une nouvelle variable est définie,  $L3_{\text{probfromjet}}^{\text{evt}}$ , qui permet de combiner l'effet de tous les jets hors ligne sur l'étiquetage de l'événement au



(a) V12

(b) V13



(c) V14

FIG. 4.29 – Comparaison de la probabilité de déclenchement de  $N_2$   $JT(x,y)$   $HT(w,z)$  prédite en utilisant la méthode décrite dans le texte (carré rose) et mesurée réellement dans les données (étoile bleue).

niveau 3 :

$$L_{\text{probfromjet}}^{3\text{evt}} = \prod_{i=0}^{n_{\text{jets}}} L_{\text{prob}}^{3\text{jeti}} \times \sum_{j=0}^{n_{\text{jets}}} \frac{(-\log \prod_j L_{\text{prob}}^{3\text{jetj}})^j}{j!}.$$

Pour finir, la probabilité de déclencher la condition d'étiquetage des b au niveau 3 est mesurée en fonction de  $L_{\text{probfromjet}}^{3\text{evt}}$  dans un échantillon de données avec au moins un jet, comme illustré sur la figure 4.32.

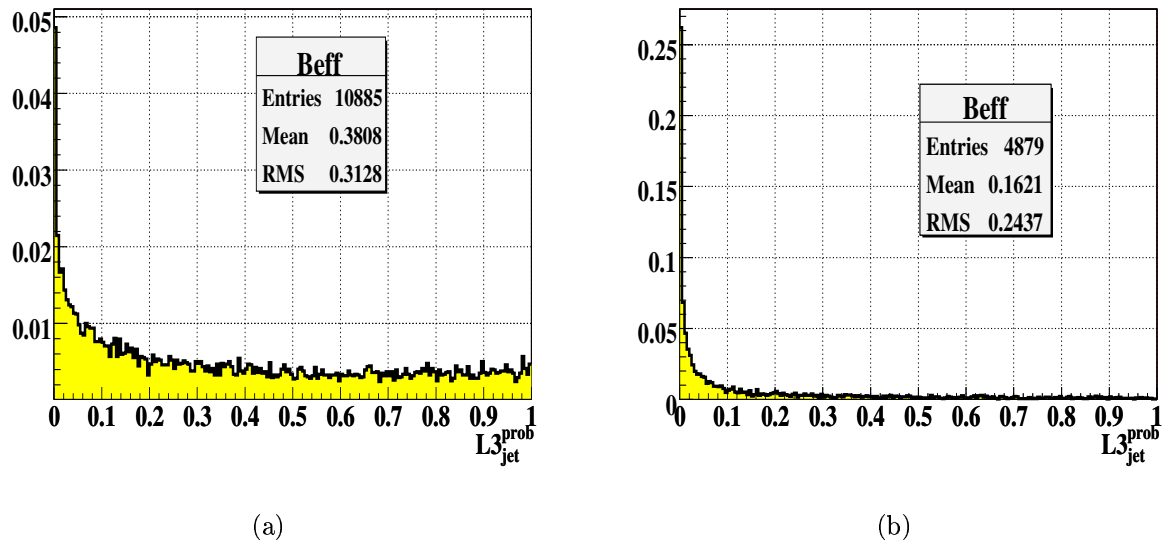


FIG. 4.30 – La distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  pour des jets provenant de quarks b (a) lorsqu'ils sont étiquetés b et (b) lorsqu'ils ne sont pas étiquetés b.

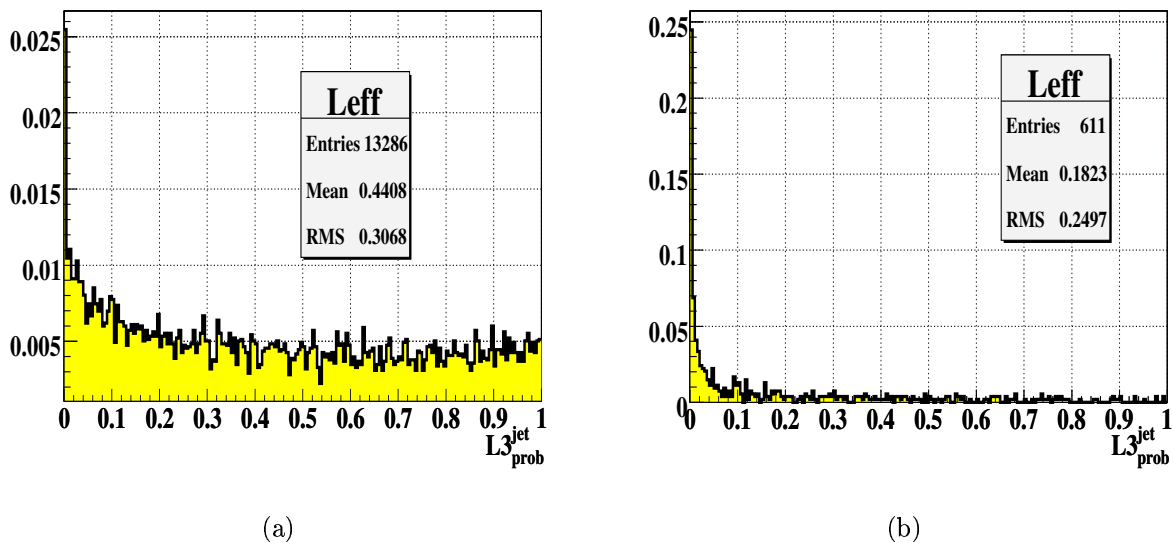


FIG. 4.31 – La distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  pour des jets provenant de quarks légers (a) lorsqu'ils sont étiquetés b et (b) lorsqu'ils ne sont pas étiquetés b.

La probabilité de déclencher la condition d'étiquetage des b au niveau 3 dans les événements simulés est directement obtenue de la courbe 4.32 après avoir tiré aléatoirement  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  en utilisant les différentes distributions  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  associées aux jets présents dans l'événement simulé.

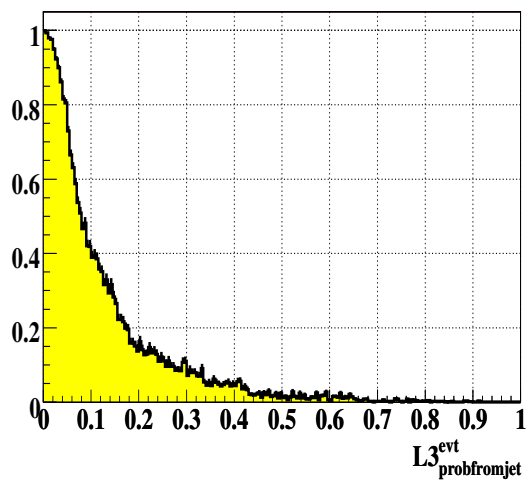


FIG. 4.32 – Probabilité de déclencher la condition d'étiquetage des b au niveau 3 en fonction de  $L3_{\text{probfromjet}}^{\text{evt}}$ .

### 4.2.3 Efficacité pour le signal

Les efficacités du trigger  $h^0b(\bar{b})$  pour chaque liste des conditions de déclenchement et pour chaque masse de bosons de Higgs étudiée sont résumées dans les tableaux 4.6(a), 4.6(b), et 4.6(c).

Ces efficacités sont toutes calculées par rapport aux coupures hors ligne suivantes :

- au moins trois jets d’impulsion transverse non corrigée au-dessus de 15 GeV, dont un au-dessus de 20 GeV ;
- au moins trois et au maximum cinq jets ayant passé les critères d’identification et d’étiquetabilité avec  $|\eta| < 2.5$  et une impulsion transverse corrigée supérieure à 15 GeV ;
- l’impulsion transverse corrigée du jet de plus grand  $p_T$  supérieure à 40 GeV et celle du second jet de plus grand  $p_T$  supérieure à 25 GeV.

Le tableau 4.6(a) montre les efficacités pour les termes concernant les jets uniquement.

Nous demandons maintenant au moins trois jets étiquetés b.

Le tableau 4.6(b) montre les efficacités de passer la condition sur l’étiquetage des jets de b au niveau 3, lorsque l’événement a déclenché les conditions sur les jets. Ce tableau ne concerne donc que les listes de conditions de déclenchement v13 et v14.

Le tableau 4.6(c) fournit les efficacités de déclencher le trigger  $h^0b(\bar{b})$  complet.

Liste	Masse du boson de Higgs (GeV)				
	100	110	120	150	170
v9	53.7 ±0.6	55.0±0.5	58.3±0.5	58.1±0.5	62.8±0.4
v10	60.8 ±0.5	61.6±0.5	64.4±0.5	62.9±0.5	66.5±0.4
v11/12	42.6±0.5	45.2±0.5	48.6±0.5	49.5±0.4	55.7±0.4
v13	45.5±0.5	47.7±0.5	51.7±0.5	52.6±0.4	58.2±0.4
v14.0-7	47.7±0.6	48.9±0.5	52.3±0.5	53.4±0.4	58.9±0.4
v14.8-9	47.3±0.5	49.2±0.5	53.7±0.5	54.3±0.4	60.0±0.4
Overall	46.1±0.6	46.9±0.5	51.3±0.5	53.0±0.4	58.3±0.5

(a)

Liste	Masse du boson de Higgs (GeV)				
	100	110	120	150	170
v13	90±1	87±1	85±1	89±1	85±1
v14.0-7	87±1	87±1	85±1	86±1	86±1
v14.8-9	87±1	85±1	87±1	86±1	86±1

(b)

Liste	Masse du boson de Higgs (GeV)				
	100	110	120	150	170
v9	87±2	86±1	86±1	85±1	85±1
v10	84±2	84±1	84±1	80±1	84±1
v11/12	58±2	62±2	65±2	70±1	74±1
v13	60±2	59±2	61±1	63±1	66±1
v14.0-7	58±2	62±2	63±2	63±1	67±1
v14.8-9	62±2	56±2	64±2	64±1	67±1
Overall	60±2	57±2	63±1	64±1	68±1

(c)

TAB. 4.6 – Efficacité de déclenchement pour les échantillons de signal étudiés, (a) pour les termes sur les jets uniquement, (b) pour la condition d’étiquetage au niveau 3, après avoir demandé au moins trois jets étiquetés et (c) pour tous les termes, après avoir demandé au moins trois jets étiquetés. Les erreurs indiquées sont dues à la statistique limitée des échantillons simulés.





# Chapitre 5

## Analyse

Dans ce chapitre, la méthode de recherche de la production de bosons de Higgs neutres associée à des quarks beaux est décrite. Tout d'abord nous exposerons la méthode utilisée pour calculer le bruit de fond attendu de notre analyse, puis nous présenterons des comparaisons des événements Monte Carlo et des événements des données.

### 5.1 Comparaison des données aux simulations

La comparaison de nos données aux événements simulés est une étape indispensable à cette analyse, puisqu'elle permet de vérifier que nous contrôlons dans l'échantillon de signal simulé :

1. la simulation des conditions de déclenchement ;
2. les différences de reconstruction et d'identification des jets dans les données et les simulations ;
3. les différences de correction de l'échelle d'énergie des jets dans les données et les simulations ;
4. les différences de résolution en énergie des jets dans les données et les simulations ;
5. les différences d'étiquetage des jets de b dans les données et les simulations.

Le bruit de fond multijet est divisé en quatre catégories :

- la production du processus  $jjj(j)$ , calculée en utilisant les données et la méthode décrite section 5.1.1 ;
- la production du processus  $b(\bar{b})jj(j)$ , calculée en utilisant les données et la méthode décrite section 5.1.1. Par souci de clareté, nous nommerons dans la suite ce bruit de fond  $bjj(j)$ , où bien sûr b peut aussi être  $\bar{b}$  ;
- la production du processus  $b\bar{b}b(\bar{b})$ , simulée avec le générateur **ALPGEN** comme décrit dans la section 1.10.2 ;

#### 5.1.1 Détermination de $p\bar{p} \rightarrow jjj(j), b(\bar{b})jj(j)$

Comme vu dans la section 1.10.2, les processus  $p\bar{p} \rightarrow jjj(j), b(\bar{b})jj(j)$  sont très difficiles à simuler. Pourtant leurs sections efficaces sont très grandes et ils contribuent significativement aux bruits de fond du signal  $h^0b(\bar{b})$ . Ils doivent donc être déterminés si l'on veut réaliser une comparaison des événements simulés aux données. La méthode utilisée est décrite dans les trois sous-sections suivantes.

### 5.1.2 En négligeant les événements $b\bar{b}j(j)$

Dans une première étape, nous négligeons la contribution du processus  $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}j(j)$ .

La fraction d'événements provenant du processus  $b_{jj}(j)$  est calculée dans notre échantillon de données initial, c'est-à-dire après les coupures cinématiques mais avant les coupures d'étiquetage. Nous utilisons la méthode appelée "méthode de la matrice" à  $D\emptyset$ , méthode qui consiste simplement à résoudre un système de deux équations à deux inconnus :

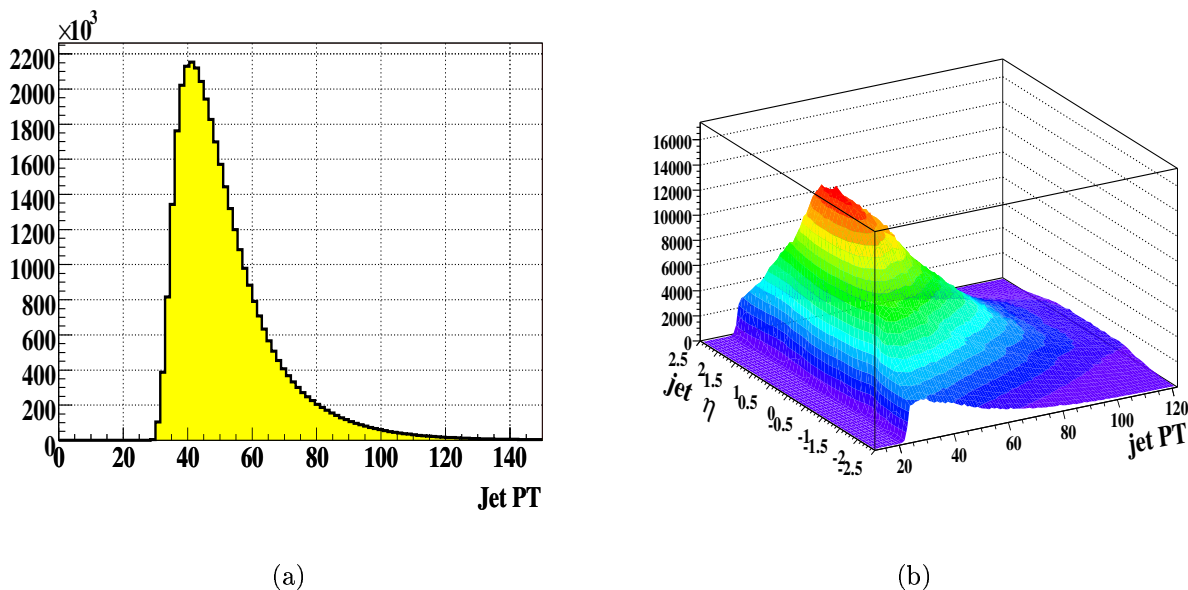
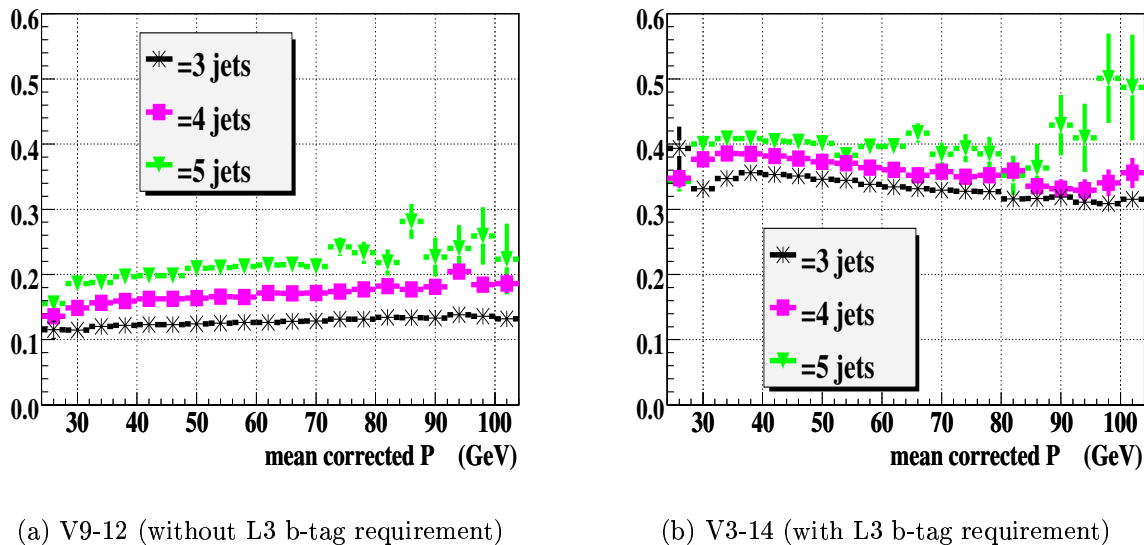
$$N_{0tag}^{données}(n_{jets}) = N_{jjj(j)}(n_{jets}) + N_{bjj(j)}(n_{jets}) \quad (5.1)$$

$$N_{1tag}^{données}(n_{jets}) = n_{jets} \cdot f \cdot N_{jjj(j)}(n_{jets}) + (\epsilon + (n_{jets} - 1) \cdot f) N_{bjj(j)}(n_{jets}), \quad (5.2)$$

où  $N_{jjj(j)}$  ( $N_{bjj(j)}$ ) le nombre d'événements des données provenant de la production  $jjj(j)$  ( $b_{jj}(j)$ ),  $N_{0tag}^{données}$  est le nombre d'événements obtenu en ne demandant aucune condition d'étiquetabilité,  $N_{1tag}^{données}$  est le nombre d'événements obtenu en demandant au moins un jet étiqueté b, f est le taux de mauvaise identification des jets provenant de quarks b, et  $\epsilon$  l'efficacité d'étiqueter un jet provenant d'un quark b (présentées dans la section 3.5.9.0). Nous négligeons pour l'instant la fraction d'événements provenant des productions  $b\bar{b}j(j)$  et  $b\bar{b}b(\bar{b})$ . Cependant dans les sous sections suivantes nous corrigerons nos calculs des événements provenant de la production  $b\bar{b}j(j)$ . Par contre nous ne corrigerons pas de la production  $b\bar{b}b(\bar{b})$  puisque la section efficace de ce processus étant très faible, il est négligeable dans les événements sans condition d'étiquetage des jets de b, comme dans les événements avec au moins un jet étiqueté b.

En principe f et  $\epsilon$  dépendent de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité des jets, mais nous travaillons par événement et non par jet. Ainsi, l'impulsion transverse que nous donnons en entrée des ces fonctions est l'impulsion transverse moyenne de l'événement,  $\langle p_T^{jets} \rangle^{event}$ , montrée sur la figure 5.1 (a). La distribution  $(p_T, \eta)$  des jets dans notre échantillon de données (figure 5.1 (b)) est utilisée pour fixer la valeur de la pseudo-rapacité, seconde entrée des fonctions f et  $\epsilon$  : un nombre est tiré aléatoirement à partir de la distribution de  $\eta$  pour une impulsion transverse égale à  $\langle p_T^{jets} \rangle^{event}$ .

La fraction d'événements  $\frac{N_{bjj}}{N_{0tag}^{données}}$  dans l'échantillon d'origine est ainsi obtenue. Comme cette fraction dépend du nombre de jets dans l'événement, nous calculons en fait trois fractions différentes : lorsque l'événement a exactement trois jets, exactement quatre jets et exactement cinq jets. Ces fractions peuvent être vues sur la figure 5.2. On peut remarquer que la fraction d'événements  $b_{jj}(j)$  dans les listes des conditions de déclenchement v13 et v14 est  $\approx 35\%$  plus grande que dans les listes v9, v10, v11 et v12 à cause de la condition d'étiquetage des événements à fort contenu en quarks b au niveau 3.


 FIG. 5.1 – (a) Distribution de la variable  $\langle p_T^{\text{jets}} \rangle^{\text{event}}$ . (b) Carte  $\eta - p_T$ .

 FIG. 5.2 – Fraction d'événements  $bjj(j)$  dans les données initiales (après les coupures cinématiques) en fonction de  $\langle p_T^{\text{jets}} \rangle^{\text{event}}$ .

La seconde étape est de calculer le nombre d'événements provenant des processus  $jjj(j)$  et  $bjj(j)$  dans les échantillons d'événements avec au moins deux jets étiquetés  $b$  et au moins trois jets étiquetés  $b$ , appelés  $N_{jjj(j)}^{\text{données}}(2 \text{ ou } 3\text{tags})$  et  $N_{bjj(j)}^{\text{données}}(2 \text{ ou } 3\text{tags})$ . L'exposant *données* permet de rappeler que ces nombres sont calculées à partir des données.

Pour chaque événement, nous calculons donc les probabilités pour qu'il contienne au moins deux,  $P_{\text{processus}}(\geq 2\text{tags})$ , et au moins trois,  $P_{\text{processus}}(\geq 3\text{tags})$  jets étiquetés  $b$  :

$$\begin{aligned} P_{\text{processus}}(\geq 2\text{tags}) &= 1 - P_{\text{processus}}(= 0\text{tag}) - P_{\text{processus}}(= 1\text{tag}) \\ P_{\text{processus}}(\geq 3\text{tags}) &= 1 - P_{\text{processus}}(= 0\text{tag}) - P_{\text{processus}}(= 1\text{tag}) - P_{\text{processus}}(= 2\text{tags}) \end{aligned}$$

où  $\text{processus}$  correspond à  $jjj(j)$  ou  $bjj(j)$ ,  $P(=x\text{tag})$  la probabilité d'avoir exactement  $x$  jets étiquetés  $b$  dans l'événement :

$$\begin{aligned} P_{\text{processus}}(= 0\text{tag}) &= \prod_{i=1}^{n_{\text{jets}}} (1 - t_i) \\ P_{\text{processus}}(= 1\text{tag}) &= \sum_{j=1}^{n_{\text{jets}}} t_j \prod_{i=1, i \neq j}^{n_{\text{jets}}} (1 - t_i) \\ P_{\text{processus}}(= 2\text{tags}) &= \sum_{j,k=1}^{n_{\text{jets}}} t_j t_k \prod_{i=1, i \neq j,k}^{n_{\text{jets}}} (1 - t_i) \end{aligned}$$

$t$  est la fonction  $f$  si le jet considéré est pris comme un jet léger et  $\epsilon$  si il est pris pour un jet provenant d'un quark  $b$ , comme expliqué ci-dessous :

1. nous décidons tout d'abord aléatoirement si l'événement provient de la production  $jjj(j)$  ou  $bjj(j)$  suivant la fraction d'événements  $\frac{N_{bjj}}{N_{0\text{tag}}^{\text{données}}}$  calculée précédemment ;
2. Si l'événement est un événement  $bjj(j)$ , nous tirons aléatoirement le jet provenant du quark  $b$ , et pour ce jet  $t$  vaut  $\epsilon$ . Pour les autres jets  $t$  vaut  $f$  ;
3. Si l'événement est un événement  $jjj(j)$ , la fonction  $t$  est la fonction  $f$  pour tous les jets.

Pour obtenir  $N_{\text{processus}}^{\text{données}}(2\text{tags})$ , chaque événement des données est pondéré par  $P_{\text{processus}}(\geq 2\text{tags})$ .

De même, pour obtenir  $N_{\text{processus}}^{\text{données}}(3\text{tags})$ , chaque événement des données est pondéré par  $P_{\text{processus}}(\geq 3\text{tags})$ .

### 5.1.3 Première comparaison des données avec les événements simulés

Nous comparons la masse invariante des deux jets de plus grande impulsion transverse dans les données et dans les événements simulés, après avoir demandé que tous les événements vérifient les coupures cinématiques. Nous effectuons cette comparaison sur des événements ayant au moins deux jets étiquetés  $b$  et au moins trois jets étiquetés  $b$ .

Comme les sections efficaces des processus  $b\bar{b}j(j)$  et  $b\bar{b}b(\bar{b})$  ne sont connues qu'à 100 % près, nous normalisons le nombre d'événements  $N_{b\bar{b}j(j)}^{\text{MC}}(2 \text{ ou } 3\text{tags}) + N_{b\bar{b}b(\bar{b})}^{\text{MC}}(2 \text{ ou } 3\text{tags})$  aux nombres d'événements  $N^{\text{données}}(2 \text{ ou } 3\text{tags}) - N_{jjj(j)}^{\text{données}}(2 \text{ ou } 3\text{tags}) - N_{bjj(j)}^{\text{données}}(2 \text{ ou } 3\text{tags})$ .

### Echantillon avec au moins deux jets étiquetés b

La comparaison des données aux simulations dans les échantillons avec au moins deux jets étiquetés b est montrée sur la figure 5.3. L'accord est raisonnable. Le facteur de normalisation

$$\frac{N^{\text{données}}(2\text{tags}) - N_{jj(j)}^{\text{données}}(2\text{tags}) - N_{bj(j)}^{\text{données}}(2\text{tags})}{N_{bb(j)}^{\text{MC}}(2\text{tags}) + N_{bb(b)}^{\text{MC}}(2\text{tags})} \text{ vaut } 2.66.$$

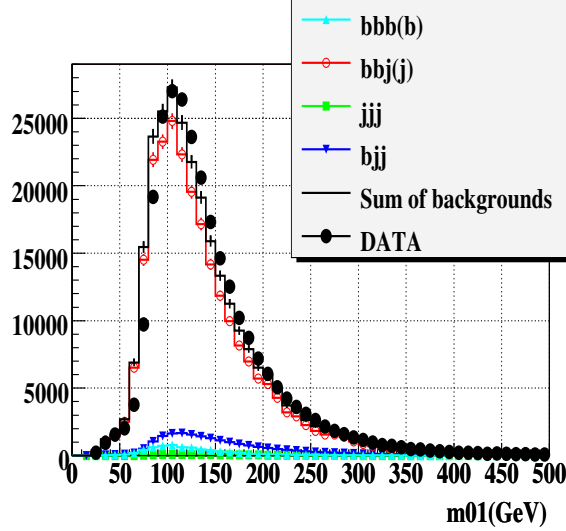


FIG. 5.3 – Comparaison de la distribution de la masse invariante des deux jets de plus grand  $p_T$  dans les données et dans les simulations en demandant au moins deux jets étiquetés b.

### Echantillon avec au moins trois jets étiquetés b

La comparaison des données aux simulations dans les échantillons avec au moins deux jets étiquetés b est montrée sur la figure 5.4. L'accord est raisonnable. Le facteur de normalisation

$$\frac{N^{\text{données}}(3\text{tags}) - N_{jj(j)}^{\text{données}}(3\text{tags}) - N_{bj(j)}^{\text{données}}(3\text{tags})}{N_{bb(j)}^{\text{MC}}(3\text{tags}) + N_{bb(b)}^{\text{MC}}(3\text{tags})} \text{ vaut } 2.81.$$

Le facteur de normalisation dans l'échantillon avec au moins deux jets étiquetés b diffère de 5 % de celui obtenu dans l'échantillon avec au moins trois jets étiquetés b. Une cause possible de cette différence est que nous avons négligé les événements provenant du processus  $bbj(j)$  : nous surestimons probablement légèrement la contribution des événements  $bjj(j)$ .

#### 5.1.4 Correction due à la présence des événements $b\bar{b}j(j)$

Cette première comparaison des données aux simulations nous fournit une estimation de la contribution des événements  $b\bar{b}j(j)$  dans notre échantillon de données, ce qui nous permet d'inclure ces événements dans la méthode de la matrice.

La fraction d'événements  $b\bar{b}j(j)$  dans les données initiales (sans condition d'étiquetage des jets) est obtenue à partir du nombre d'événements dans la simulation  $b\bar{b}j(j)$  multiplié par le facteur de normalisation  $\frac{N^{\text{données}}(3\text{tags}) - N_{jj(j)}^{\text{données}}(3\text{tags}) - N_{bj(j)}^{\text{données}}(3\text{tags})}{N_{bb(j)}^{\text{MC}}(3\text{tags}) + N_{bb(b)}^{\text{MC}}(3\text{tags})}$  calculé dans la section précédente.

Ainsi, la fraction d'événements  $b\bar{b}j(j)$  dans les données initiales est égale à 3.7 % pour les listes des conditions de déclenchement v9,v10, v11 et v12 et à 6 % pour les listes des conditions de

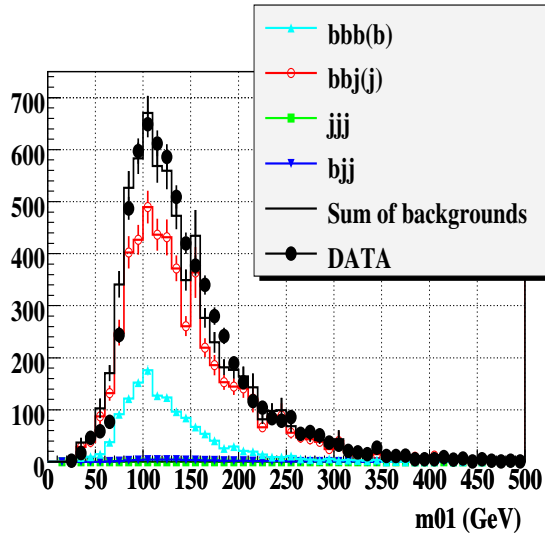


FIG. 5.4 – Comparaison de la distribution de la masse invariante des deux jets de plus grand  $p_T$  dans les données et dans les simulations en demandant au moins trois jets étiquetés b.

déclenchement v13 et v14.

Les équations 5.1 et 5.2 deviennent alors :

$$\begin{aligned} N_{0\text{tag}}^{\text{données}}(n_{\text{jets}}) &= N_{\text{jjj}(j)}(n_{\text{jets}}) + N_{\text{bjj}(j)}(n_{\text{jets}}) + N_{\text{bbb}(b)}^{\text{MC}} \\ N_{1\text{tag}}^{\text{données}}(n_{\text{jets}}) &= n_{\text{jets}} \cdot f \cdot N_{\text{jjj}(j)}(n_{\text{jets}}) + (\epsilon + (n_{\text{jets}} - 1) \cdot f) N_{\text{bjj}(j)}(n_{\text{jets}}) + \epsilon_{1\text{tag}} \cdot N_{\text{bbb}(b)}^{\text{MC}}, \end{aligned}$$

où  $\epsilon_{1\text{tag}}$  est la probabilité d'étiqueter au moins un jet dans les événements simulés  $\text{bbj}(j)$ .  $\epsilon_{1\text{tag}}$  vaut 70 %. La fraction finale d'événements  $\text{bjj}(j)$  dans les données initiales est montrée sur la figure 5.5.

La procédure est maintenant la même que celle décrite dans la section 5.1.2.

### 5.1.5 Comparaison finale des données aux simulations

Nous pouvons maintenant comparer nos données aux simulations en utilisant les prédictions  $\text{jjj}(j)$  et  $\text{bjj}(j)$  corrigées.

Comme précédemment, nous normalisons le nombre d'événements  $N_{\text{bbb}(b)}^{\text{MC}}(2 \text{ ou } 3\text{tags}) + N_{\text{bbb}(\bar{b})}^{\text{MC}}(2 \text{ ou } 3\text{tags})$  aux nombres d'événements  $N^{\text{données}}(2 \text{ ou } 3\text{tags}) - N_{\text{jjj}(j)}^{\text{données}}(2 \text{ ou } 3\text{tags}) - N_{\text{bjj}(j)}^{\text{données}}(2 \text{ ou } 3\text{tags})$ .

#### Echantillon avec au moins deux jets étiquetés b

La comparaison des données aux simulations dans les échantillons avec au moins deux jets étiquetés b est montrée sur la figure 5.6. L'accord est raisonnable. Le facteur de normalisation  $\frac{N^{\text{données}}(2\text{tags}) - N_{\text{jjj}(j)}^{\text{données}}(2\text{tags}) - N_{\text{bjj}(j)}^{\text{données}}(2\text{tags})}{N_{\text{bbb}(b)}^{\text{MC}}(2\text{tags}) + N_{\text{bbb}(\bar{b})}^{\text{MC}}(2\text{tags})}$  vaut 2.72.

Une comparaison de la distribution de la masse invariante des *deux jets étiquetés b de plus grand*  $p_T$  entre les données et les simulations avec au moins deux jets étiquetés est aussi effectuée, comme illustré sur la figure 5.7. Le pic à basse masse présent dans les données est dominé par la production  $\text{bbj}(j)$ , et est probablement dû aux événements dont les deux jets

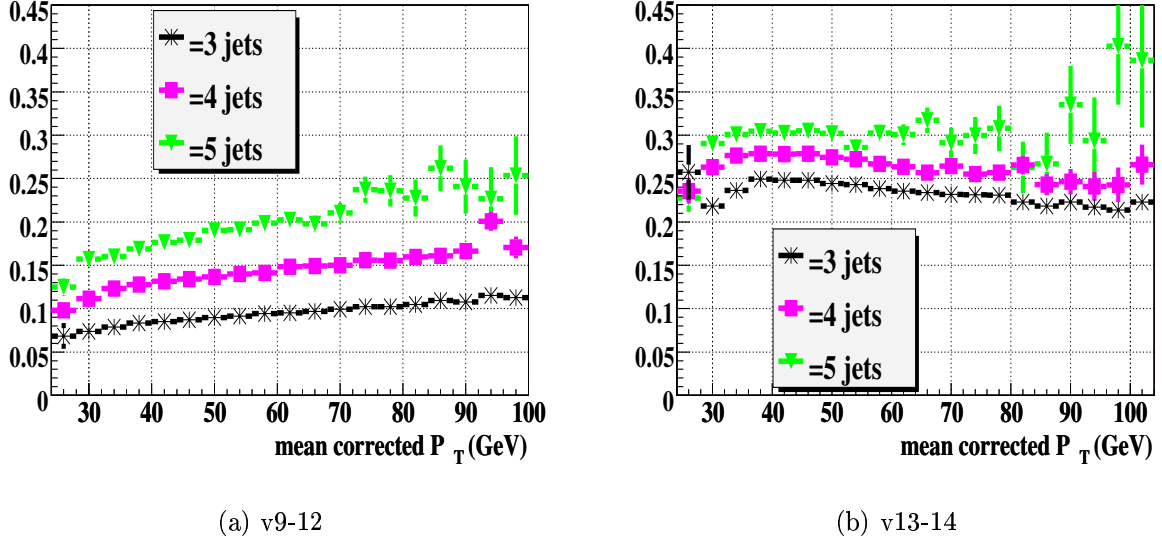


FIG. 5.5 – Fraction d’événements  $bjj(j)$  dans les données initiales (après les coupures cinématiques) en fonction de  $\langle p_T^{\text{jets}} \rangle^{\text{event}}$  après correction de la contribution des événements  $bbj(j)$ .

étiquetés proviennent de la séparation d’un gluon en deux quarks  $b$  de petits  $p_T$  et colinéaires (“gluon splitting”). Le facteur de normalisation  $\frac{N^{\text{données}}(2\text{tags}) - N_{jj(j)}^{\text{données}}(2\text{tags}) - N_{bj(j)}^{\text{données}}(2\text{tags})}{N_{bbj(j)}^{\text{MC}}(2\text{tags}) + N_{bbb(b)}^{\text{MC}}(2\text{tags})}$  vaut aussi 2.72, comme celui obtenu dans la comparaison de la masse invariante des deux jets de plus grands  $p_T$ . Cette égalité nous donne confiance en la modélisation des différents bruits de fond.

### Echantillon avec au moins trois jets étiquetés $b$

La comparaison des données aux simulations dans les échantillons avec au moins deux jets étiquetés  $b$  est montrée sur la figure 5.8. L’accord est raisonnable. Le facteur de normalisation  $\frac{N^{\text{données}}(3\text{tags}) - N_{jj(j)}^{\text{données}}(3\text{tags}) - N_{bj(j)}^{\text{données}}(3\text{tags})}{N_{bbj(j)}^{\text{MC}}(3\text{tags}) + N_{bbb(b)}^{\text{MC}}(3\text{tags})}$  vaut 2.82.

Les facteurs de normalisation diffèrent de 3.9 % entre les échantillons avec au moins deux et au moins trois jets étiquetés  $b$ . Cette légère différence peut être expliquée par la présence des quarks  $c$  que nous avons négligée. Une autre cause possible est la corrélation entre les jets introduite par la condition d’étiquetage des événements à fort contenu en  $b$  au niveau 3 de déclenchement. Cette corrélation n’est pas prise en compte lorsque nous calculons le nombre d’événements  $bjj(j)$  et  $jjj(j)$  dans les échantillons de données avec au moins deux et trois jets étiquetés.

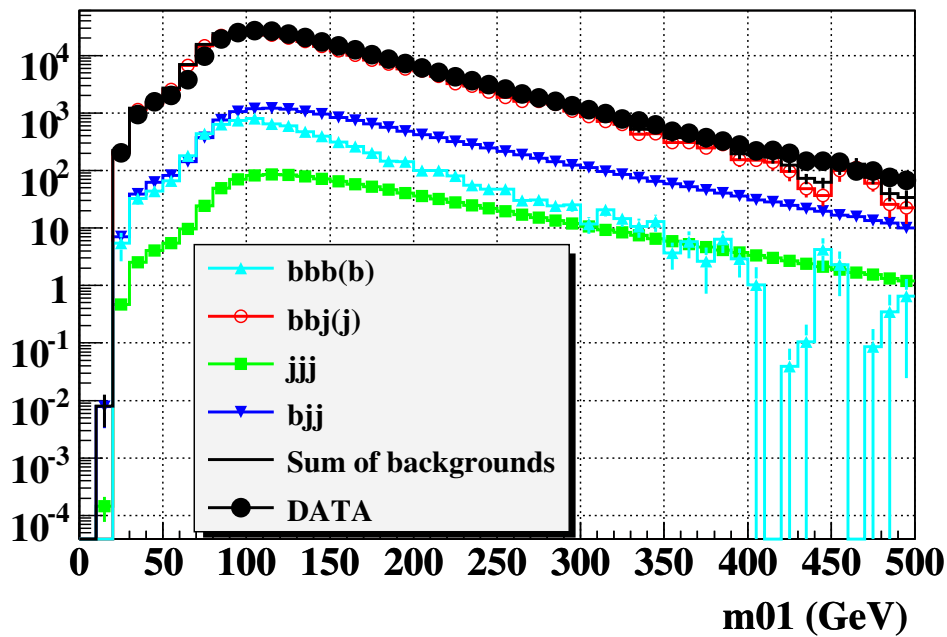
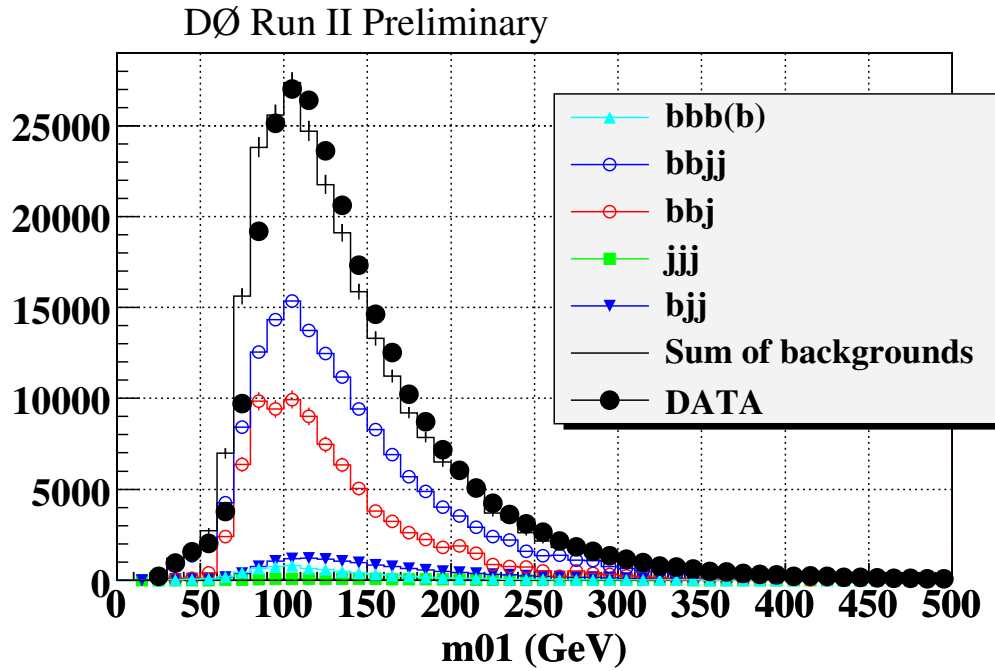


FIG. 5.6 – Comparaison de la distribution de la masse invariante des deux jets de plus grands  $p_T$  dans les données et dans les simulations en demandant au moins deux jets étiquetés b. Les contributions  $jjj(j)$  et  $bjj(j)$  ont été corrigées de la présence d'événements  $bbj(j)$ .



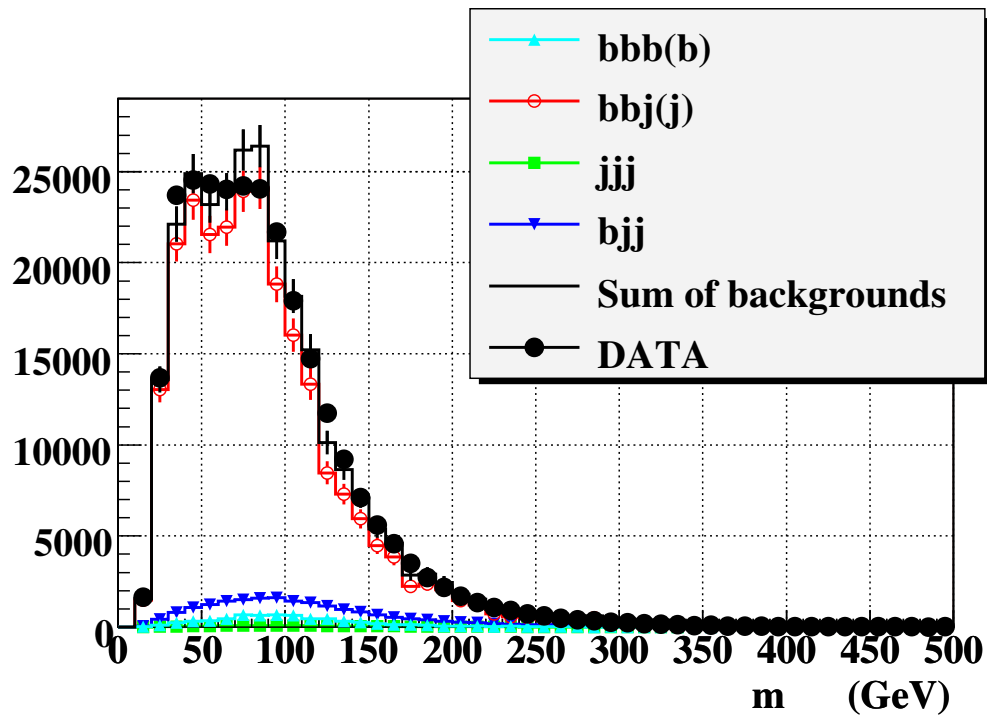
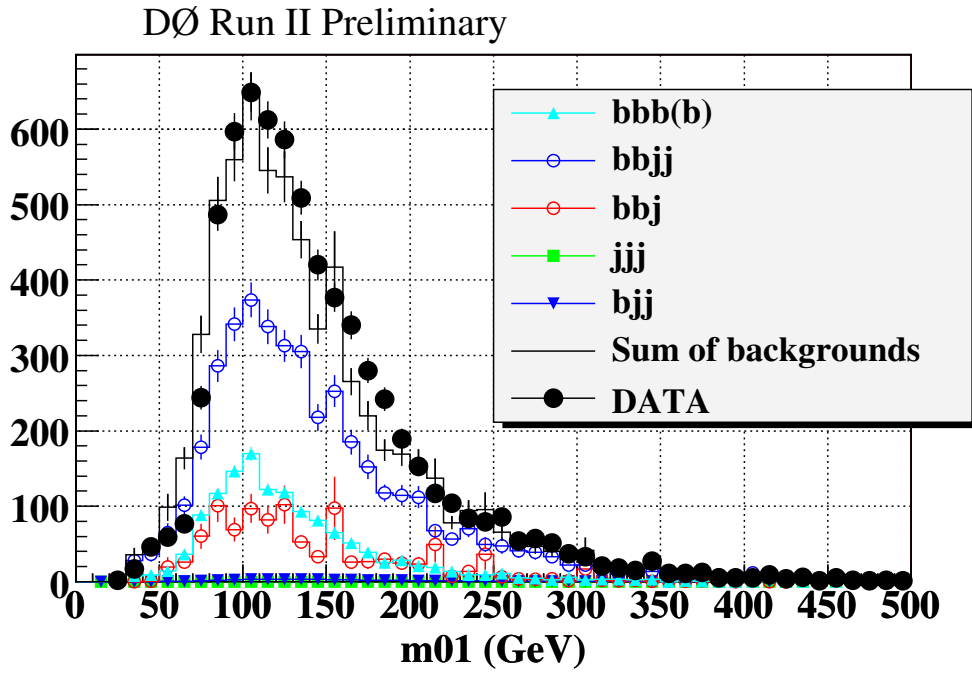
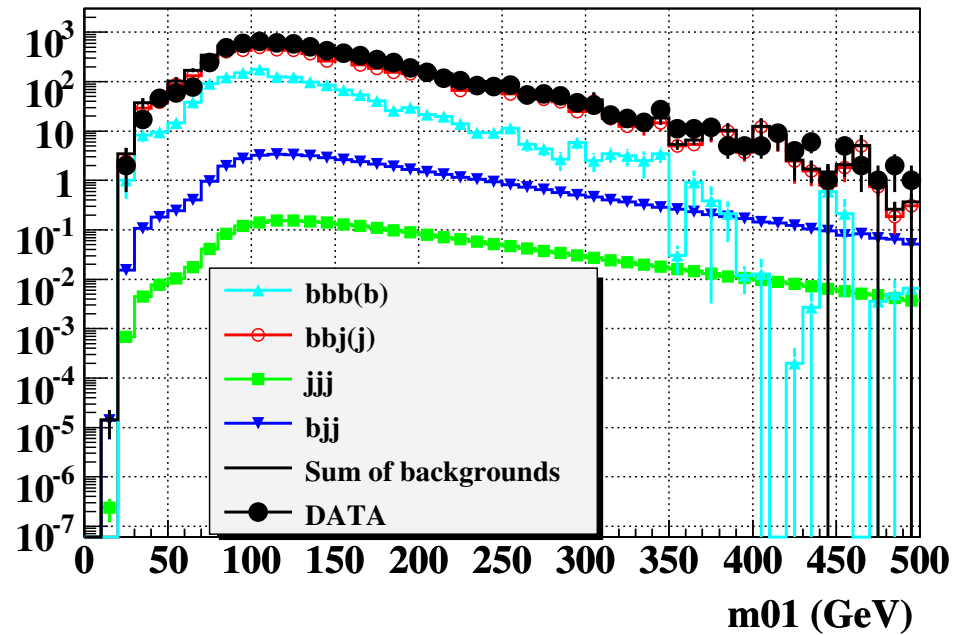


FIG. 5.7 – Comparaison de la distribution de la masse invariante des *deux jets étiquetés b de plus grand  $p_T$*  dans les données et dans les simulations en demandant au moins deux jets étiquetés b. Les contributions  $jjj(j)$  et  $bjj(j)$  ont été corrigées de la présence d'événements  $b\bar{b}j(j)$ .



(a) Echelle linéaire



(b) Echelle logarithmique

FIG. 5.8 – Comparaison de la distribution de la masse invariante des deux jets de plus grand  $p_T$  dans les données et dans les simulation an demandant au moins trois jets étiquetés b. Les contributions  $jjj(j)$  et  $bjj(j)$  ont été corrigées de la présence d'événements  $b\bar{b}j(j)$ .

### 5.1.6 Influence des quarks charmés

Nous n'avons simulé aucun processus conduisant à la production de quarks charmés. Mais nous pouvons estimer grossièrement leur effet. En effet, l'efficacité d'étiqueter un jet provenant d'un quark charme est en moyenne 79 % plus basse que celle d'étiqueter un jet provenant d'un quark beau. De plus les dépendances  $p_T$  et  $\eta$  de ces deux efficacités sont identiques au premier ordre. Ainsi, en utilisant un taux de mauvaise identification de 0.4 %, une efficacité d'étiqueter un jet provenant d'un quark  $c$  de 10 % et provenant d'un quark  $b$  de 50 %, nous pouvons déduire les relations suivantes<sup>6</sup> :

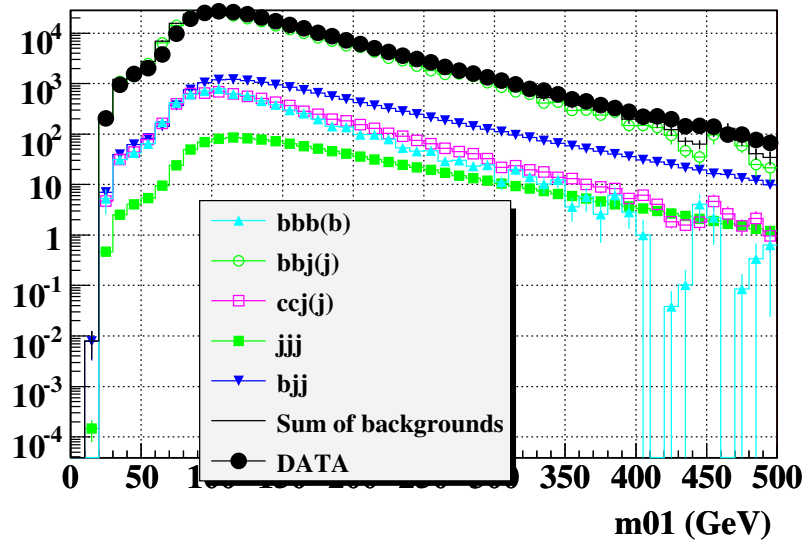
$$\begin{aligned} \left[ \frac{N_{cjj(j)}}{N_{bjj(j)}} \right]_{2\text{tags}} &= 0.20 \times \frac{\sigma_{cjj(j)}}{\sigma_{bjj(j)}} \\ \left[ \frac{N_{c\bar{c}j(j)}}{N_{b\bar{b}j(j)}} \right]_{2\text{tags}} &= 0.04 \times \frac{\sigma_{c\bar{c}j(j)}}{\sigma_{b\bar{b}j(j)}} \\ \left[ \frac{N_{c\bar{c}c(\bar{c})}}{N_{b\bar{b}b(\bar{b})}} \right]_{2\text{tags}} &= 0.07 \times \frac{\sigma_{c\bar{c}c(\bar{c})}}{\sigma_{b\bar{b}b(\bar{b})}} \\ \left[ \frac{N_{c\bar{c}c(\bar{c})}}{N_{b\bar{b}b(\bar{b})}} \right]_{3\text{tags}} &= 0.01 \times \frac{\sigma_{c\bar{c}c(\bar{c})}}{\sigma_{b\bar{b}b(\bar{b})}} \end{aligned}$$

où  $\sigma_X$  est la section efficace de production du processus  $X$ . Ainsi :

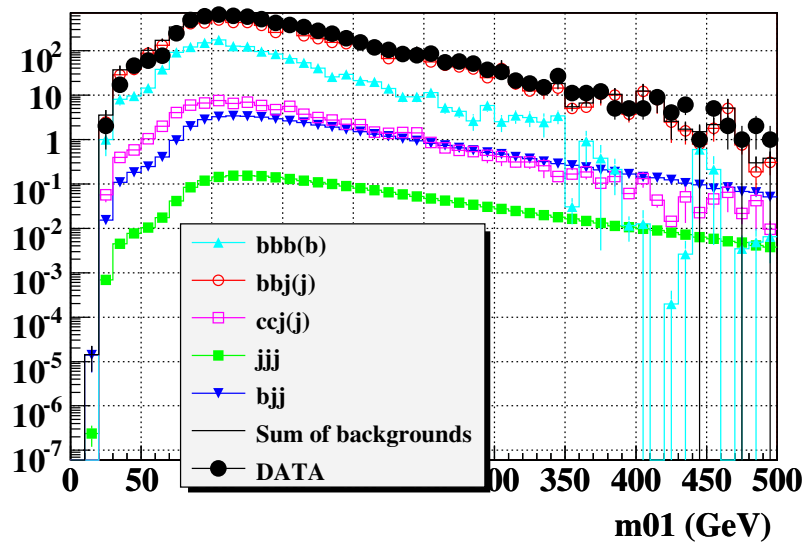
- production d'événements  $cjj(j)$  : la production  $bjj(j)$  étant déjà très petite, la contribution de la production  $cjj(j)$  n'a aucun impact sur nos comparaisons des données avec les événements simulés ;
- production d'événements  $c\bar{c}c(\bar{c})$  : lorsqu'on demande au moins deux jets étiquetés  $b$ , la contribution des événements  $b\bar{b}b(\bar{b})$  est très faible, et par conséquent la production des événements  $c\bar{c}c(\bar{c})$  doit aussi être très faible. Lorsqu'on demande au moins trois jets étiquetés  $b$ , la contribution des événements  $c\bar{c}c(\bar{c})$  est réduite de 0.001 par rapport à la contribution des événements  $b\bar{b}b(\bar{b})$ , et doit aussi être très faible ;
- production d'événements  $c\bar{c}j(j)$  : nous avons calculé la contribution des événements  $c\bar{c}j(j)$  en utilisant les événements simulés  $b\bar{b}j(j)$  et :
  1. une efficacité d'étiqueter les jets de  $c$  de  $\epsilon_b(p_T) \times 0.21$  où  $\epsilon_b$  est l'efficacité d'étiqueter un jet de  $b$  ;
  2. une section efficace de production du processus  $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}j(j)$  égale à  $1.04 \times \sigma_{b\bar{b}j(j)}$  où  $\sigma_{b\bar{b}j(j)}$  est la section efficace de production du processus  $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}j(j)$ . Ce résultat a été obtenu à l'aide du programme **ALPGEN** ;
  3. une efficacité de déclencher la condition d'étiquetage au niveau 3 de déclenchement 74 % plus faible que celle obtenue pour des événements  $b\bar{b}j(j)$ . Ce résultat a été obtenu avec le programme **trigsim**.

La contribution  $c\bar{c}j(j)$  obtenue est petite comme montrée sur la figure 5.9.

<sup>6</sup>La probabilité d'étiqueter exactement deux jets est de  $2\epsilon_{c(b)}f - 3\epsilon_{c(b)}f^2 + f^2$  pour le processus  $c(b)jj$ , de  $\epsilon_{c(b)}^2 + 2\epsilon_{c(b)}f - 3\epsilon_{c(b)}^2f$  pour le processus  $c\bar{c}(b\bar{b})j$  et de  $3\epsilon_{c(b)}^2(1 - \epsilon_{c(b)})$  pour le processus  $c\bar{c}c(b\bar{b}b)$ . Pour finir, la probabilité d'étiqueter exactement trois jets est de  $\epsilon_{c(b)}^3$  pour le processus  $c\bar{c}c(b\bar{b}b)$ .



(a) avec au moins deux jets étiquetés b



(b) avec au moins trois jets étiquetés b

FIG. 5.9 – Comparaison de la distribution de la masse invariante des deux jets de plus grand  $p_T$  dans les données et dans les simulations en demandant au moins trois jets étiquetés b. Les contributions  $jjj(j)$  et  $bjj(j)$  ont été corrigées de la présence d'événements  $bbj(j)$ . La production  $c\bar{c}j(j)$  est prise en compte.

## 5.2 L'estimation du bruit de fond

Le bruit de fond attendu est calculé directement à partir des données. En effet, l'incertitude sur la section efficace de production des processus QCD multijet est trop importante ( $\approx 100\%$ ) pour que l'on puisse utiliser les événements simulés.

L'estimation du bruit de fond se fait en deux étapes, toutes deux ayant pour point de départ l'échantillon de données obtenu après application des coupures cinématiques d'analyse, décrite dans la section 4.1.4.

### 5.2.1 Calcul de la fonction d'étiquetage

Tout d'abord, nous dressons la liste des jets étiquetés  $b$  dans chaque événement. Nous restreignons ensuite notre échantillon aux événements pour lesquels cette liste contient au moins deux jets. Ensuite, nous tirons aléatoirement deux jets dans la liste des jets étiquetés  $b$ , que nous excluons. Puis nous calculons la fraction de jets qui sont étiquetés  $b$  parmi les jets de l'événement exceptés les deux jets tirés aléatoirement.

Ceci est réalisé pour les jets se trouvant en dehors de la région en masse du signal, afin de ne pas être sensible à la présence possible de signal. La région en masse du signal est obtenue en ajustant avec une gaussienne la distribution de la masse invariante des deux jets de plus grands  $p_T$  pour chaque masse de Higgs étudiée : la région en masse du signal est définie comme  $\mu \pm \sigma$  où  $\mu$  et  $\sigma$  sont la moyenne et la largeur de la gaussienne ajustée. Les ajustements gaussiens obtenus pour chacune des masses des bosons de Higgs peuvent être vus sur la figure 5.10.

Masse des bosons de Higgs (GeV)	100	110	120	150	170
Moyenne	104	107	111	130	143
Largeur	26	25	22	28	32

TAB. 5.1 – Moyenne et largeur des ajustements gaussiens pour chaque masse des bosons de Higgs. Ces valeurs nous servent à définir la région du signal.

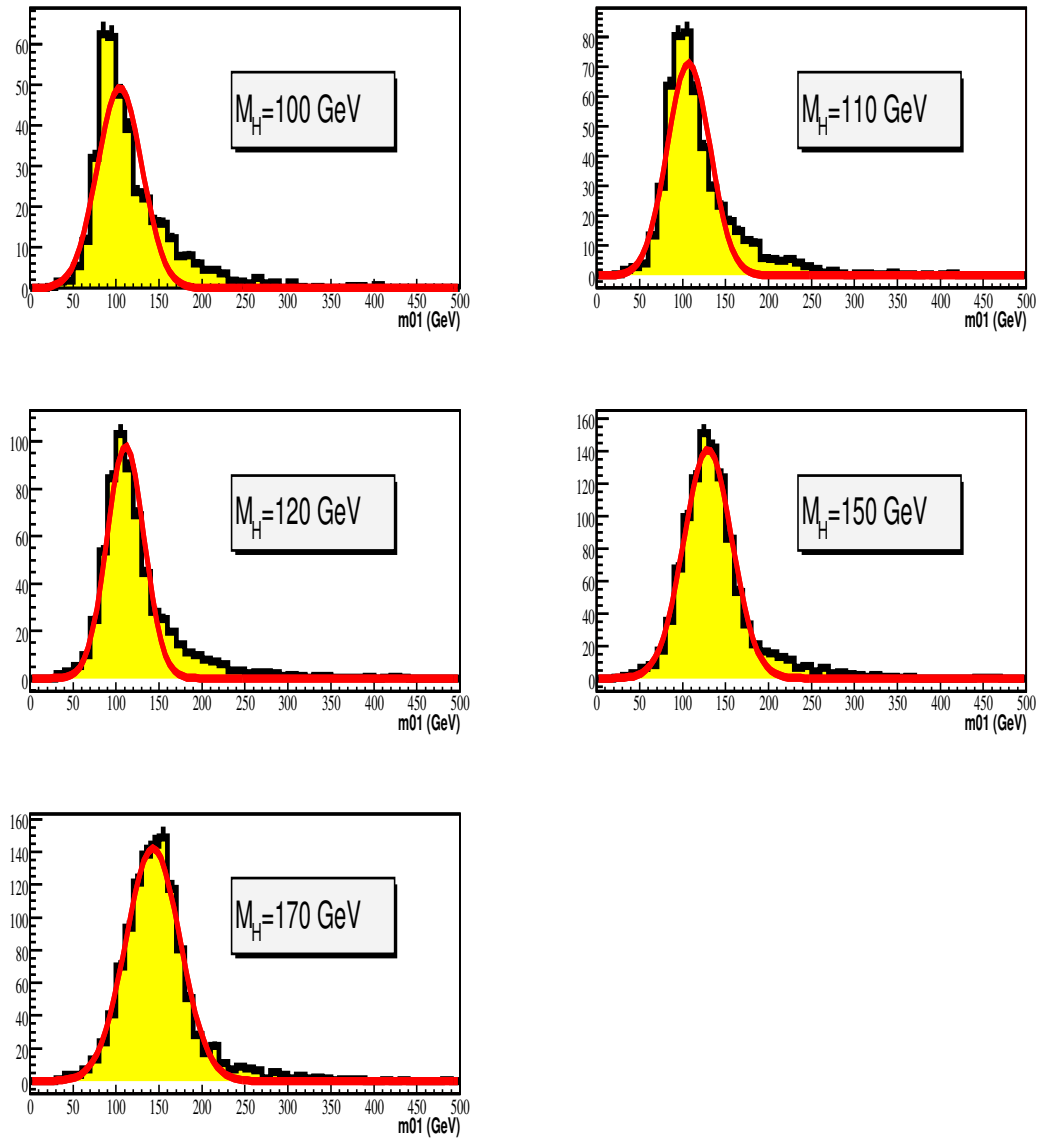


FIG. 5.10 – Masse invariante des deux jets de plus grands  $p_T$  pour chaque masse des bosons de Higgs, après avoir appliqué les coupures d’analyse, ainsi que les ajustements gaussiens de ces distributions.

La moyenne et la largeur des ces gaussiennes sont indiquées dans le tableau 5.1.

La fraction des jets étiquetés b obtenue en fonction de  $p_T$  est présentée figure 5.11 pour un boson de Higgs de masse 120 GeV. Dans la suite, nous appellerons cette fraction “fonction d’étiquetage”.

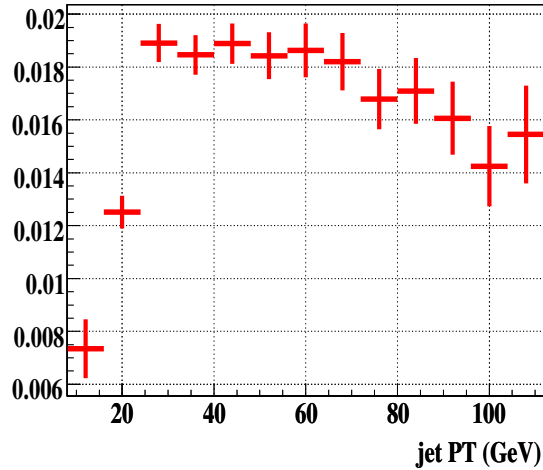


FIG. 5.11 – Fraction de jets étiquetés b dans l’échantillon contenant au moins deux jets étiquetés b. Deux des jets étiquetés sont exclus de ce calcul, afin de mesurer la probabilité d’étiqueter un jet de b lorsque deux jets ont déjà été étiquetés. Cette mesure est réalisée en dehors de la région du signal, et dépend donc de la masse des bosons de Higgs considérée. Ici, la masse des bosons de Higgs est de 120 GeV.

Il est intéressant de remarquer que la “fonction d’étiquetage”, qui est en fait la probabilité d’étiqueter un jet de b lorsque deux jets sont déjà étiquetés, est stable entre les listes des conditions de déclenchement v9-12 et v13-14, comme on peut le voir sur la figure 5.12. Pourtant cette stabilité n’était pas si évidente car la présence de l’étiquetage des événements à fort contenu en quarks beaux au niveau 3 de déclenchement présent à partir de la liste v13 aurait pu introduire une corrélation entre les jets hors ligne, corrélation concernant bien sûr l’étiquetage hors ligne des jets de b. En fait, la figure 5.12 montre que demander au moins deux jets étiquetés est suffisant pour déclencher la condition d’étiquetage au niveau 3, décorrélant ainsi les autres jets.

### 5.2.2 Calcul du bruit de fond attendu

Comme précédemment, nous dressons la liste des jets étiquetés dans notre échantillon, et restreignons celui-ci aux événements dont la liste des jets étiquetés b contient plus de deux jets. Nous tirons aléatoirement dans la liste des jets étiquetés deux jets, que nous excluons. Ensuite, nous appliquons la “fonction d’étiquetage” obtenue dans l’étape précédente à tous les jets de l’événement, sauf les deux jets tirés aléatoirement dans la liste des jets étiquetés.

Ainsi, le bruit de fond provenant de la production de tout processus contenant au moins deux b est prédit.

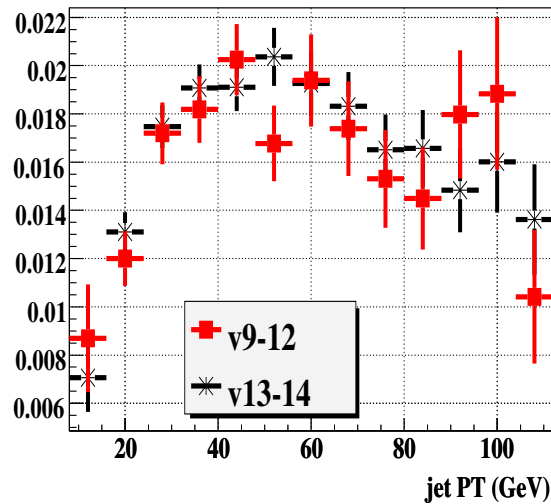


FIG. 5.12 – Fonction d’étiquetage pour un boson de Higgs de 120 GeV, pour les listes de condition de déclenchement v9-12 (carré rouge) et v13-v14 (étoiles noires).

Cependant, comme nous avons calculé la “fonction d’étiquetage” uniquement en fonction de l’impulsion transverse des jets, nous avons décidé de normaliser l’échantillon obtenu après application de la “fonction d’étiquetage” aux données avec au moins trois jets étiquetés b (données utilisées pour l’extraction de la limite observée). Cette normalisation est effectuée en dehors de la région du signal.

Etant donné qu’il peut exister du signal en dehors de la région définie section 5.2.1, en fait nous normalisons l’échantillon obtenu après application de la “fonction d’étiquetage” aux nombres d’événements dans les données auxquels nous soustrayons le nombre d’événements de signal en dehors de la région définie précédemment. Comme le nombre d’événements de signal dépend de la valeur de  $\tan \beta$  considérée, cette normalisation est effectuée dans le processus d’extraction de la limite, pour chaque valeur de  $\tan \beta$  testée.

## 5.3 Incertitudes systématiques

Dans ce paragraphe les différentes sources d’erreurs systématiques sont listées.

Les incertitudes systématiques sont séparées en deux catégories :

- erreurs affectant le calcul de l’acceptance du signal ;
- erreurs affectant le nombre d’événements de bruit de fond estimés.

### 5.3.1 Incertitudes systématiques concernant le signal

Les incertitudes dues à chacune des sources considérées sont ajoutées en quadrature et sont résumées dans le tableau 5.2.

#### Incertitude sur la luminosité

L’erreur systématique sur la luminosité pour les analyses actuelles de  $D\bar{O}$  est de 6.5 % [91].



Masse des bosons de Higgs (GeV)	100	110	120	150	170
Lumi	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5
Theorie	12.3	12.0	12.1	13.0	13.5
Trigger	4.0	4.9	3.6	4.2	2.5
Identification	0.3	0.5	0.4	0.4	0.4
Echelle d'énergie	4.8	4.6	3.9	2.8	2.7
Resolution	0.6	0.2	0.1	0.3	0.5
JET	4.9	4.7	3.9	2.8	2.8
Etiquetage	8.1	8.2	8.3	8.8	9.3
Total	17.2	17.3	17.0	17.7	18.0

TAB. 5.2 – Les incertitudes associées à chacune des sources considérées (en %). Elles sont additionnées en quadratures.

### Incertitude théorique

L'imparfaite compréhension du signal introduit des incertitudes. En effet :

- celui-ci est généré seulement au premier ordre de la théorie des perturbations ;
- sa section efficace de production n'est calculée qu'au second ordre de la théorie des perturbations ;
- les fonctions de distributions de partons ne sont pas connues parfaitement.

Afin de pallier à la première source d'incompréhension, les événements simulés avec **PYHTIA** ont cependant été pondérés afin de reproduire les spectres  $p_T$  et  $\eta$  au second ordre, comme décrit dans la section 1.10.1.0. Mais cette procédure n'étant qu'une approximation pour essayer de reproduire la cinématique complète d'un événement au second ordre, une erreur de 5 % est fixée.

Pour la seconde source d'incompréhension, l'incertitude est estimée en variant différents paramètres comme les échelles de renormalisation et de factorisation utilisées dans le calcul au second ordre, comme décrit dans la section 1.10.1.0. Elle vaut environ 3 %.

Enfin, l'incertitude associée aux fonctions de distributions des partons est estimée en calculant la section efficace de production avec quarante distributions de partons différentes, comme décrit dans la section 1.10.1.0. L'incertitude est de 11.7 %.

### Incertitude sur l'efficacité de déclenchement

L'efficacité des conditions de déclenchement concernant les jets est soumise à des incertitudes dues à une topologie différente entre un événement multijet et un événement dijet, puisque seuls des événements dijets ont été utilisés pour mesurer les probabilités de déclenchement des différents termes. Afin d'estimer les incertitudes associées, nous utilisons les différences entre les efficacités prédites avec notre méthode et le déclenchement réel du trigger dans les événements multijets (figures 4.19, 4.24, 4.29). Le rapport "R" entre les prédictions et le déclenchement réel est obtenu en divisant les histogrammes de chaque figure 4.19, 4.24, 4.29. Ce rapport est montré figure 5.13.

Ensuite, chaque événement de signal simulé est pondéré par  $R_{N_1} \times R_{N_2} \times R_{N_3}(H_T)$ . L'incertitude estimée est environ de 3 %.

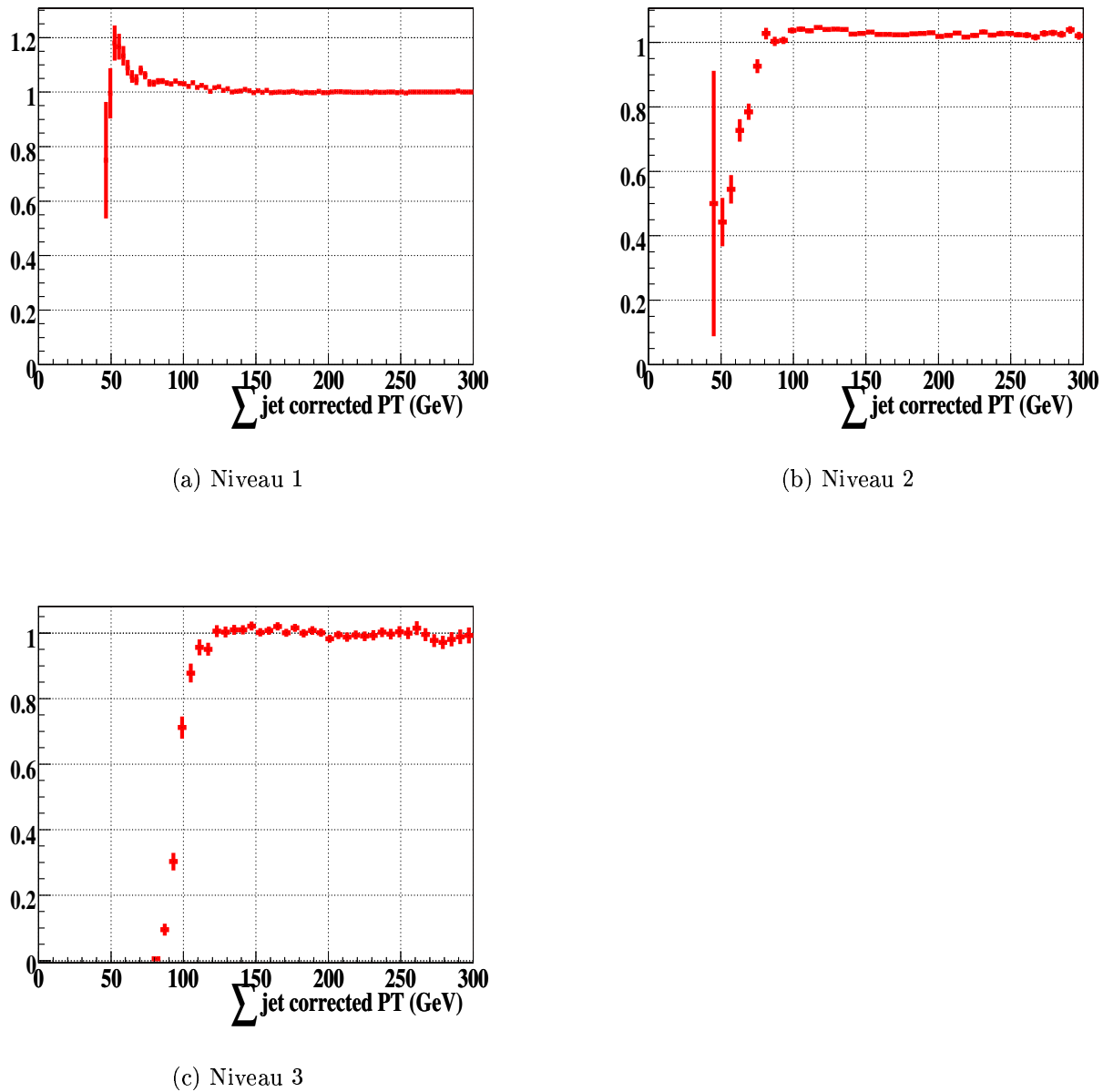


FIG. 5.13 – Rapport des efficacités de déclenchement prédites et réelles en fonction de la somme des impulsions transverses des jets hors ligne.

Une incertitude est aussi associée au calcul de l'efficacité d'étiquetage des événements à fort contenu en quarks beaux au niveau 3.

Tout d'abord, nous avons supposé que la probabilité de déclencher l'étiquetage N3 en fonction de  $L3_{\text{probfromjet}}^{\text{evt}}$  (figure 4.32) était indépendante du nombre de jets hors ligne étiquetés  $b$ . Ceci n'est pas complètement vrai, comme montré sur la figure 5.14.

En utilisant la probabilité de déclencher l'étiquetage N3 mesurée après avoir demandé deux jets étiquetés  $b$ , la différence entre les deux résultats nous donne une incertitude d'environ 2 %.

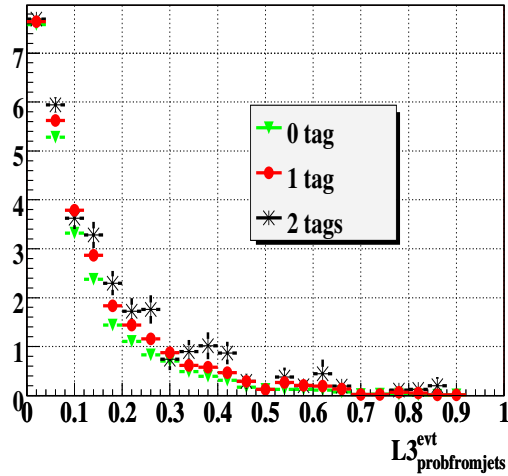


FIG. 5.14 – Probabilité de déclencher l’étiquetage au niveau 3 en fonction de  $L3_{\text{probfromjets}}^{\text{jet}}$  en demandant au moins zéro (triangle vert), un (carré rouge) ou deux (étoile noire) jets étiquetés b.

Une seconde source d’incertitude dans le calcul de l’efficacité de la condition d’étiquetage N3 vient de la méthode utilisée pour mesurer  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$ . Il faut noter ici que cette incertitude n’intervient que pour les événements des listes v13 et v14, c’est-à-dire pour 70 % des événements. En effet, une contamination en jets légers est possible dans la mesure de la distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  pour des jets de b. Afin d’estimer la systématique associée, la coupure de 0.7 GeV sur le  $p_T^{\text{rel}}$  du muon est augmentée jusqu’à 1.5 GeV, et un étiquetage très sévère, correspondant à une coupure sur la sortie du réseau de neurones supérieure à 0.925, est utilisée sur le jet de contrôle, au lieu de la coupure à 0.775 utilisée dans toute l’analyse.

De même, une contamination en jets provenant de quarks beaux est possible dans la mesure de la distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  pour des jets légers. La systématique associée est estimée en mesurant la distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  pour des jets légers dans un échantillon avec au moins trois jets et sur des jets étiquetés négativement ou non étiquetés.

L’analyse est répétée en utilisant ces distributions  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  et modifie l’acceptance de 1 % est obtenue. Il faut ici noter que l’influence de la distribution  $L3_{\text{prob}}^{\text{jet}}$  pour des jets légers est petite dans les événements de signal, puisque ceux-ci contiennent en majorité des jets provenant de quarks b.

Les incertitudes provenant des conditions sur les jets et de la condition sur l’étiquetage d’événements à fort contenu en quarks b au niveau 3 sont ajoutées en quadrature, ce qui donne une incertitude finale de 4 %.

### 5.3.2 Incertitude sur l’identification, la résolution en énergie et l’échelle d’énergie des jets

Malgré les facteurs appliqués aux simulations afin qu’elles reproduisent le mieux possible les données, des différences entre les données et les simulations peuvent persister. La méthode utilisée pour estimer les incertitudes associées est décrite en détail dans [92]. Elle consiste à

Masse des bosons de Higgs (GeV)	100	110	120	150	170
Méthode alternative	1.8	2.3	2.4	1.9	1.9
Due à la normalisation	1.8	1.7	1.7	1.7	1.7
Totale	2.4	2.8	2.8	2.6	2.6

TAB. 5.3 – Les incertitudes associées à l’estimation du bruit de fond (en %). Elles sont additionnées en quadratures.

comparer les jets dans des événements  $\gamma + j$  et  $Z + j$  provenant des données et des simulations afin de calculer l’efficacité d’identification, la résolution et l’échelle d’énergie des jets. Les incertitudes systématiques sur ces résultats proviennent par exemple d’une statistique limitée, de différences observées entre les échantillon  $\gamma + j$  et  $Z + j$ , ou de la pureté imparfaite sur la sélection du photon.

Afin de propager ces incertitudes, l’acceptance du signal est calculée après avoir varié successivement dans l’intervalle fourni par [92] les valeurs de l’efficacité d’identification, de l’échelle d’énergie et de la résolution des jets. Les trois incertitudes ainsi obtenues sont ajoutées quadratiquement. L’incertitude totale est de 4 %, et est indiquée sous le nom de “JET” dans le tableau 5.2.

### 5.3.3 Incertitude sur l’étiquetage des jets provenant de quarks $b$

Les incertitudes sur l’efficacité d’étiquetage des jets provenant de quarks  $b$  et sur le taux de mauvaise identification ont été longuement étudiées par le groupe d’étiquetage des jets de  $b$  de  $D\emptyset$  ([78]). Ce groupe fournit les erreurs sur ces deux quantités. Nous répétons l’analyse en utilisant les paramétrisations de l’efficacité et de la mauvaise identification  $\pm 1\sigma$ .

L’incertitude obtenue est de 8.5 %.

### 5.3.4 Incertitude concernant le bruit de fond

Les incertitudes systématiques associées à l’estimation du bruit de fond sont résumées dans le tableau 5.3.

Il y a tout d’abord une erreur statistique associée à l’incertitude sur la normalisation du bruit de fond : l’erreur vaut  $1/\sqrt{N_{\text{evt}}}$  où  $N_{\text{evt}}$  est le nombre d’événements du bruit de fond prédit en dehors de la région du signal.

Une autre source d’incertitude vient de la “fonction d’étiquetage”, puisque celle-ci est utilisée pour propager la forme du spectre avec au moins deux jets étiquetés  $b$  au spectre avec au moins trois jets étiquetés  $b$ . Afin d’estimer cette incertitude, le bruit de fond attendu est obtenu avec une méthode différente de celle basée sur la “fonction d’étiquetage”. Dans cette méthode, la forme du spectre avec au moins deux jets étiquetés  $b$  est directement utilisée pour prédire le bruit de fond attendu, contrairement à la méthode de la section 5.2.1 qui utilise la forme du spectre avec au moins deux jets étiquetés  $b$  pondéré par la “fonction d’étiquetage”. Ainsi, le spectre avec au moins deux jets étiquetés  $b$  est normalisé au spectre avec au moins trois jets étiquetés  $b$  en dehors de la région du signal. La différence entre le nombre d’événements

Masse des bosons de Higgs (GeV)	100	110	120	150	170
Déclenchement	61	64	64	64	67
Coupure cinématique	31	35	39	40	43
Étiquetage	9.0	8.8	9.7	9.9	9.2

TAB. 5.4 – L’acceptance du signal après chaque coupure d’analyse (en %). Les pourcentages indiqués sont relatifs aux coupures précédentes, l’ordre des coupures étant : coupure cinématique, étiquetage d’au moins trois jets de b et enfin déclenchement.

Selection avant étiquetage	$19 \times 10^6$				
$\geq 2$ jets étiquetés	269870				
$\geq 3$ jets étiquetés	6749				
Masse des bosons de Higgs (GeV)	100	110	120	150	170
Facteur de normalisation du bruit de fond	0.997	0.993	0.992	0.992	0.990
Bruit de fond attendu	6947	6928	6926	6845	6687

TAB. 5.5 – Le nombre d’événements initiaux des données (après coupures cinématiques et avant étiquetage des jets), après avoir demandé au moins deux jets étiquetés b, au moins trois jets étiquetés b, ainsi que le nombre d’événements de bruit de fond attendu et le facteur de normalisation associé pour chaque masse de bosons de Higgs étudiée et pour  $\tan \beta = 1$ .

prédits avec cette méthode alternative et avec la méthode décrite dans la section 5.2.1 fournit l’incertitude systématique associée.

## 5.4 Résultats

Le tableau 5.4 montre l’acceptance du signal pour chaque coupure d’analyse et chaque masse étudiée.

Les efficacités des coupures cinématiques et des conditions de déclenchement augmentent doucement avec la masse du boson de Higgs, alors que l’efficacité d’étiquetage des jets de b est stable, comme on s’y attend.

Le tableau 5.5 résume le nombre d’événements initiaux (après les coupures cinématiques), après avoir demandé au moins deux et au moins trois jets étiquetés b, ainsi que le nombre d’événements de bruit de fond attendu après avoir demandé au moins trois jets étiquetés b.

Comme il n’y a pas d’excès dans les données, des limites sur la valeur minimale de  $\tan \beta$  sont calculées en utilisant la distribution de la masse invariante des deux jets de plus grand  $p_T$  du signal, du bruit de fond attendu et des données, et ce pour chaque masse des bosons de Higgs étudiée.

### 5.4.1 Méthode d’extraction de la limite

La méthode d’extraction de la limite que nous avons utilisée est décrite dans [93], et est implémentée dans le programme **ROOT**. Elle permet de calculer des limites sur la production

du signal, directement à partir des distributions de la masse invariante d'un signal hypothétique, du bruit de fond attendu et des observations. Chaque canal des histogrammes est traité comme une expérience indépendante, et les expériences sont ensuite combinées.

On définit deux hypothèses : l'hypothèse du fond seul et l'hypothèse du fond + signal. On cherche à déterminer le degré avec lequel les données sont compatibles avec chacune des hypothèses, et si une des deux est rejetée ou préférée par les résultats expérimentaux. La première étape consiste à définir une variable sensible aux deux hypothèses, comme le nombre d'événements après les coupures d'analyse dans chaque canal,  $s_i$ ,  $b_i$  et  $d_i$ . On doit aussi définir un estimateur numérique,  $X$ , qui permette de discriminer les deux hypothèses. L'estimateur optimal est le rapport des vraisemblances :

$$X = \prod_{i=1}^n X_i$$

avec

$$X_i = \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i + b_i)^{d_i}}{d_i!} / \frac{e^{-b_i}b_i^{d_i}}{d_i!}$$

On définit ensuite le degré de confiance de l'hypothèse fond + signal :

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(X \leq X_{obs}).$$

$CL_{s+b}$  correspond à la probabilité qu'en supposant la présence du fond et du signal, l'estimateur soit plus petit ou égal à la valeur observée dans les données.

On définit aussi le degré de confiance de l'hypothèse fond seul par :

$$CL_b = P_b(X \leq X_{obs})$$

Par convention on parle de découverte si  $1 - CL_b < 5.7 \times 10^{-7}$ .

L'observation d'une valeur petite de  $CL_{s+b}$  ne signifie pas forcément que le signal est absent mais peut aussi être la conséquence d'une fluctuation du fond vers le bas. On définit alors un degré de confiance pour le signal par :

$$CL_s = CL_{s+b}/CL_b.$$

$CL_s$  exclut la présence d'un signal avec un degré de confiance fixé  $CL$  si :

$$1 - CL_s \leq CL.$$

Les effets des incertitudes systématiques sont pris en compte : les nombres d'événements de signal et ou bruit de fond sont variés suivant une gaussienne de moyenne  $s_i$ ,  $b_i$  et de largeur  $\sigma_{s_i}$ ,  $\sigma_{b_i}$ .

Higgs boson mass (GeV)	100	110	120	150	170
Observed $\tan \beta$ limit	46	57	60	85	121
Expected $\tan \beta$ limit	50	58	62	84	104

TAB. 5.6 – Les limites observées et attendues à 95 % de niveau de confiance dans le MSSM au premier ordre.

## 5.5 Interprétation dans le cadre du MSSM

### 5.5.1 Interprétation dans le MSSM à l'ordre des arbres

Des limites sont calculées dans le plan  $(\tan \beta, m_A)$ .

L'histogramme de signal, obtenu en supposant  $\tan \beta = 1$ , est multiplié par un facteur  $\tan \beta^2$  pour chaque valeur de  $\tan \beta$  testée dans la procédure d'extraction de la limite.

Ainsi, en prenant une valeur de départ de 25, la valeur de  $\tan \beta$  testée est augmentée jusqu'à obtenir une valeur de  $CL_s$  inférieure à 5 %.

La figure 5.15 montre les données, le bruit de fond attendu et le signal pour un boson de Higgs de 120 et de 170 GeV et la valeur de  $\tan \beta$  exclue à 95 % de confiance.

Le tableau 5.6 et la figure 5.16 montrent les limites observées à 95 % de confiance sur la valeur inférieure  $\tan \beta$ , ainsi que les limites attendues à 95 % de confiance en fonction de  $m_A$ . La sensibilité de l'analyse décroît avec la masse des bosons de Higgs, comme prévu puisque la section efficace de production décroît avec la masse des bosons de Higgs.

Sur la figure 5.17, les limites obtenues en utilisant un étiqueteur plus efficace (59 %) mais avec un taux de mauvaises identifications plus grands (1 %) sont comparées à celles obtenues avec l'étiqueteur sévère utilisé dans notre analyse. La sensibilité de l'analyse est meilleure en utilisant un étiqueteur sévère, comme nous nous y attendions puisque le bruit de fond dominant des données est la production  $bbj(j)$ , même après avoir demandé au moins trois jets étiquetés  $b$ .

La figure 5.18 montre les limites observées et attendues à 95 % de niveau de confiance sur la section efficace de production du signal dans le modèle standard, en fonction de  $m_A$ .

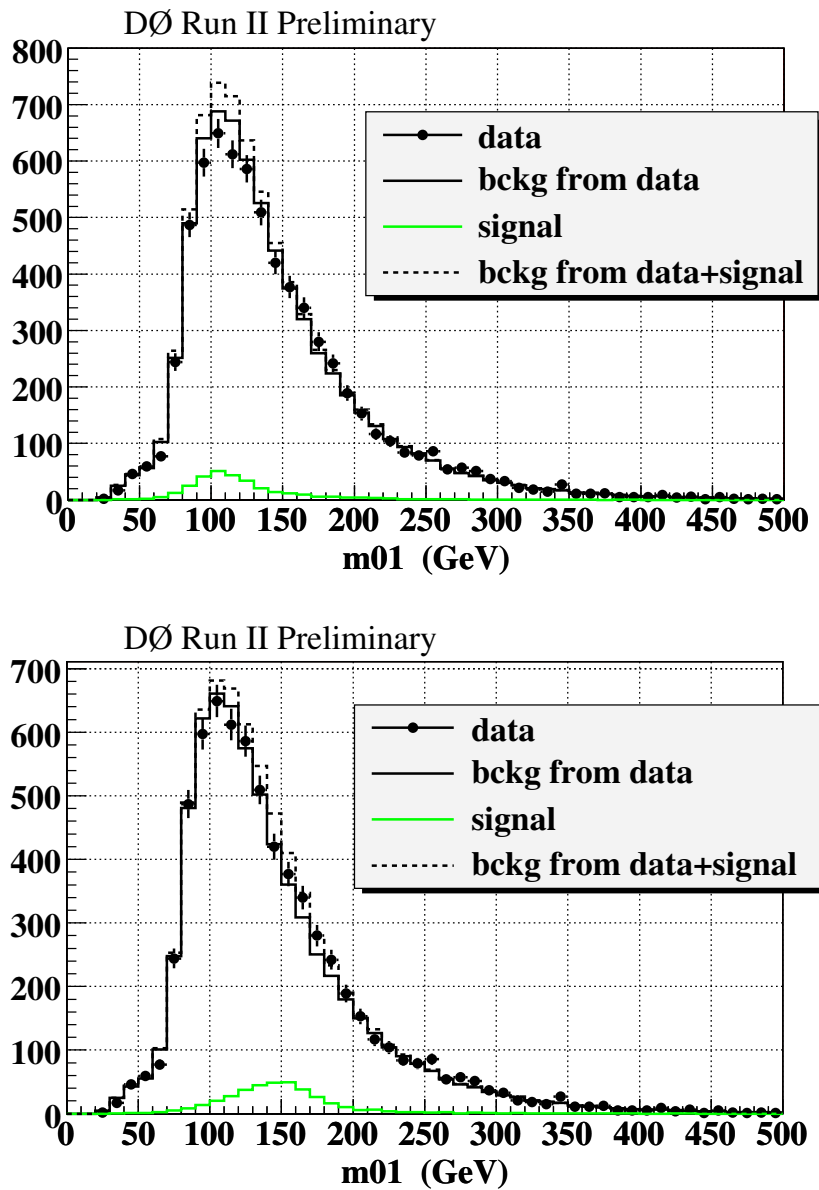


FIG. 5.15 – Distribution de la masse invariante des deux jets de plus grands  $p_T$  pour les données (cercle noir), pour le bruit de fond attendu (ligne noire solide) et pour le signal (ligne verte) pour (haut)  $m_A = 120$  GeV et  $\tan\beta = 60$  et (bas)  $m_A = 170$  GeV et  $\tan\beta = 121$ .



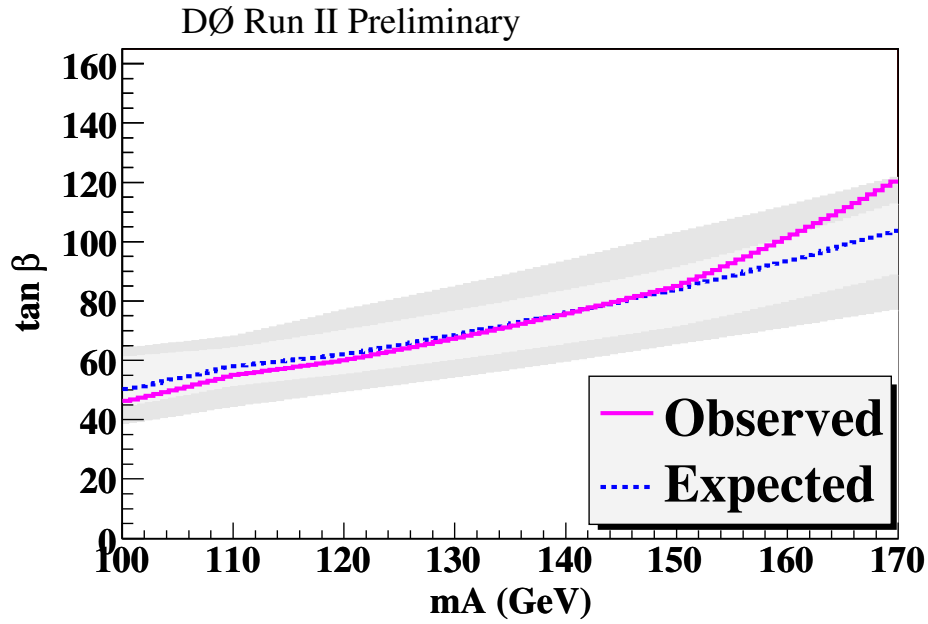


FIG. 5.16 – Les limites observées et attendues à 95 % de niveau de confiance dans le MSSM au premier ordre, i.e. en supposant une multiplication de la section efficace de production du signal par  $\tan \beta^2$ . La bande gris clair (foncé) indique les limites attendues  $\pm 1(2)\sigma$ .

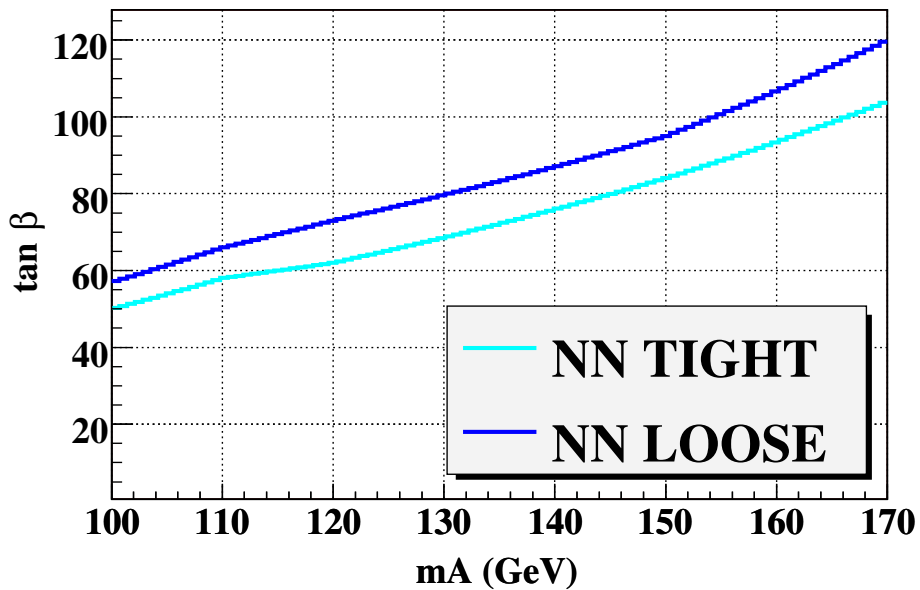


FIG. 5.17 – Les limites observées à 95 % de niveau de confiance dans le MSSM au premier ordre, obtenues en utilisant deux étiqueteurs aux performances différentes : un étiqueteur mou (noir) et un étiqueteur sévère (gris clair).

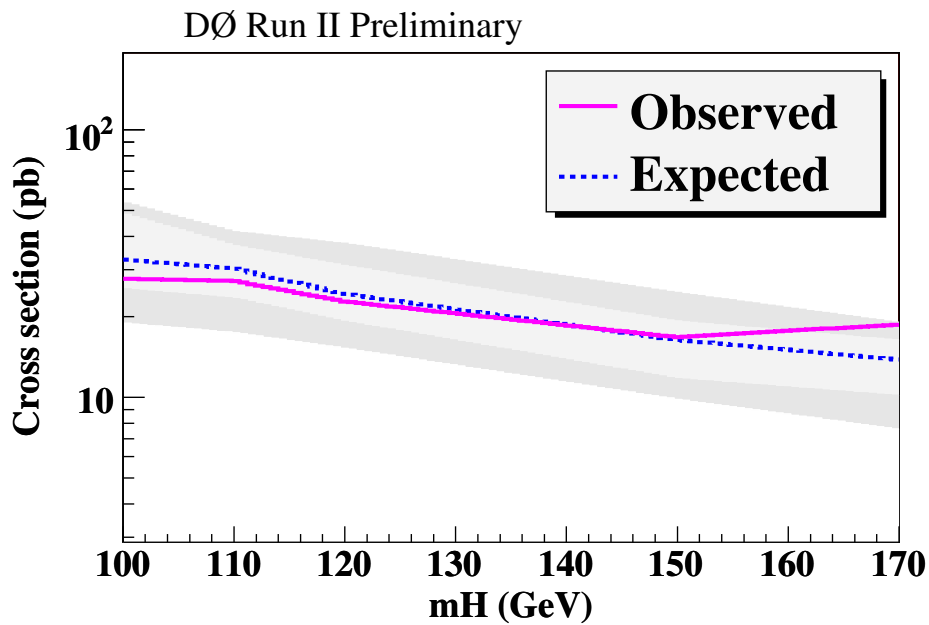
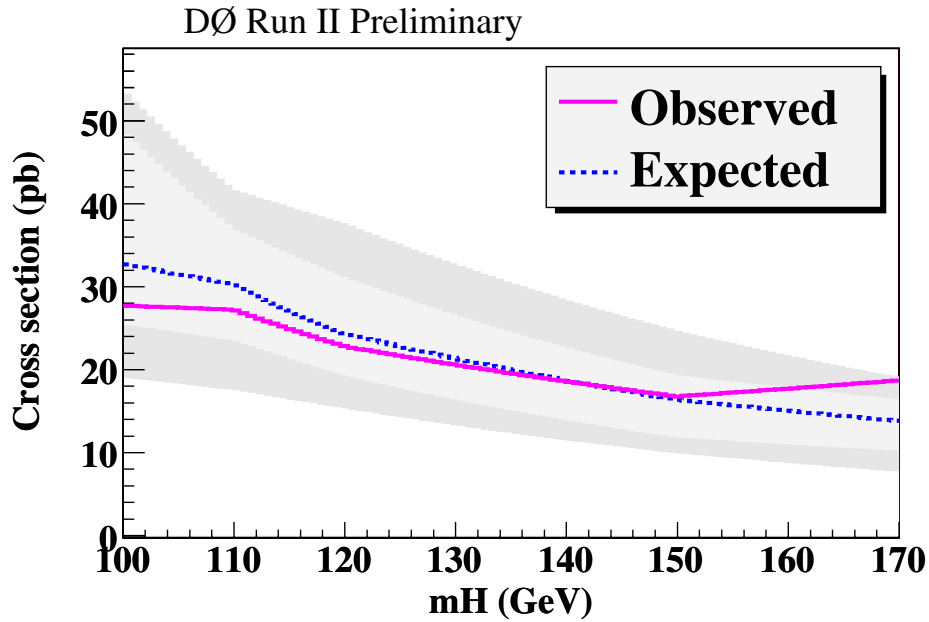


FIG. 5.18 – Limites observées et attendues à 95 % de niveau de confiance sur la section efficace de production du signal  $H_b$  dans le modèle standard, en fonction de  $m_H$ . La bande gris claire (foncée) indique les limites attendues  $\pm 1(2)\sigma$ .

Scenarios	Paramètres [GeV]					
	$\mu$	$A_t$	$X_t \equiv A_t - \mu \cot \beta$	$A_b$	$M_{\text{SUSY}}$	$M_{\tilde{g}}$
Mélange maximal	-200	$\approx -2000$	$\sqrt{6}$	$A_t$	1000	1000
Sans mélange	-200	$\approx -5$	0	$A_t$	2000	1000

TAB. 5.7 – Valeur des paramètres du MSSM pour le scenario de mélange maximal et pour le scenario sans mélange.

### 5.5.2 Interprétation dans le MSSM à une boucle

Pour de grandes valeurs de  $\tan \beta$ , la section efficace de production n'est plus celle du modèle standard multipliée par  $\tan \beta^2$ . En effet, les corrections radiatives aux couplages des bosons de Higgs ainsi qu'à leur rapport d'embranchement, qui dépendent du scénario du MSSM considéré, influence la valeur de la section efficace de production du processus  $h^0 b(\bar{b})$ . Après une boucle, la section efficace de production devient :

$$\sigma_{\text{SUSY}} = \frac{\tan \beta^2}{(1 + \Delta_b)^2}$$

alors que la section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement des bosons de Higgs neutres en une paire de quarks beaux est donnée par [94] :

$$\sigma_{\text{SUSY}} \times \text{BR}_{\text{SUSY}} = 2 \times \sigma_{\text{MS}} \times \frac{\tan \beta^2}{(1 + \Delta_b)^2} \times \frac{9}{[9 + (1 + \Delta_b)^2]}$$

où  $\sigma_{\text{MS}}$  est la section efficace au second ordre calculée dans le modèle standard et  $\Delta_b \equiv \Delta \lambda_b \cdot \tan \beta / \lambda_b$  avec  $\lambda_b$  le couplage de Yukawa et  $\Delta \lambda_b$  les corrections radiatives à  $\lambda_b$ , dépendant des paramètres du MSSM. Le facteur 2 représente la dégénérescence du boson de Higgs A avec les bosons de Higgs h ou H.

Le tableau 5.7 présente un ensemble de valeurs de référence pour les paramètres du MSSM qui déterminent les corrections radiatives  $\Delta \lambda_b$ .

Nous utilisons le programme **Feynhiggs** [22] pour calculer les sections efficaces et les rapports d'embranchement dans les deux scenarios de mélange maximal et sans mélange, pour chaque masse des bosons de Higgs étudiée et pour chaque valeur de  $\tan \beta$  testée. Les limites d'exclusion à 95 % de niveau confiance sont ensuite recalculées en utilisant le même méthode que celle de la section 5.4.1, mais avec les valeurs des sections efficaces et rapports d'embranchement correspondant au scenario testé. Les limites obtenues sont présentées sur la figure 5.19.

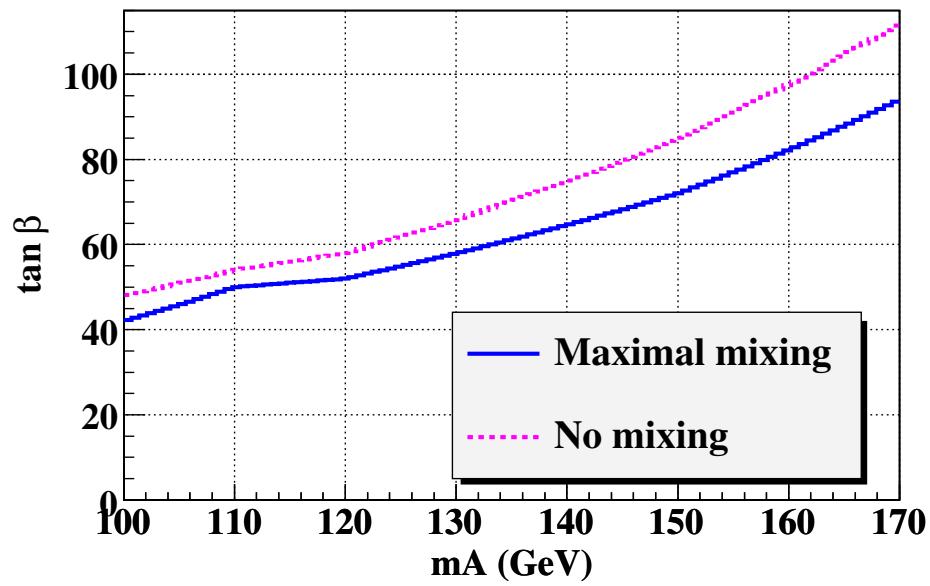
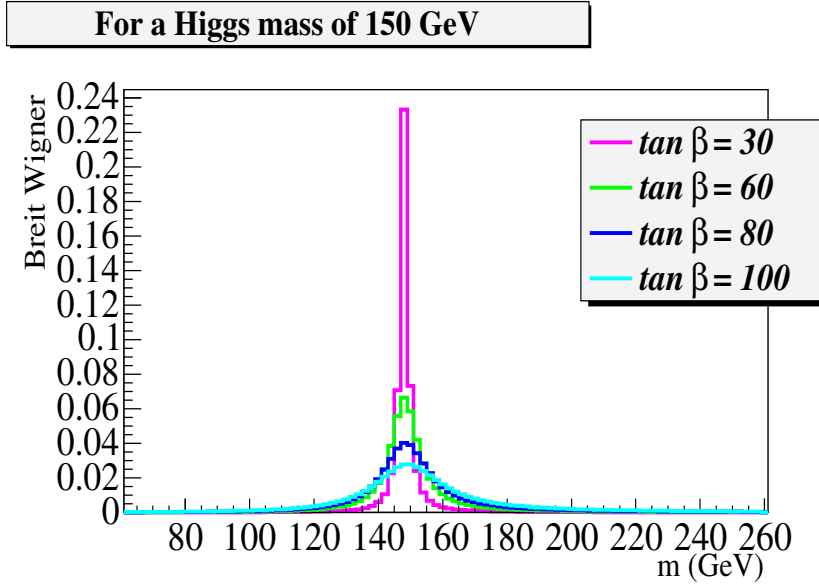


FIG. 5.19 – Les limites d'exclusion à 95 % de niveau confiance pour deux scénarios du MSSM : le scénario de mélange maximal (ligne continue) et le scénario sans mélange (ligne pointillée).


 FIG. 5.20 – Distribution de la Breit Wigner relativiste pour  $m_H = 150$  GeV.

## 5.6 Influence de la largeur du boson de Higgs

La largeur du boson de Higgs est au premier ordre proportionnelle à  $\tan \beta^2$ . Comme cette analyse n'est sensible qu'aux grandes valeurs de  $\tan \beta$ , l'effet de la largeur du boson de Higgs sur la procédure d'analyse doit être étudié. Nous avons réalisé cette étude lors de l'analyse précédente avec  $260 \text{ pb}^{-1}$  et n'a pas été refaite pour l'analyse présentée dans ce manuscrit.

### 5.6.1 Spectre des événements et section efficace de production

#### Spectre des événements

La résonance du Higgs est étudiée en utilisant une fonction de Breit Wigner relativiste :

$$\text{BW}(m_H, m, \tan \beta) \propto \frac{m \Gamma(m, \tan \beta, m_H)}{(m^2 - m_H^2)^2 + \Gamma(\tan \beta, m_H)^2 m_H^2}$$

où  $\Gamma(m, \tan \beta, m_H) = \Gamma(m_H, \tan \beta) \left(1 - 4 \frac{m_b^2}{m^2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{m}{m_H}$  est la largeur du boson d'un boson de Higgs de masse  $m_H$  à l'échelle  $m$ . La fonction de Breit Wigner ainsi que la largeur du boson de Higgs sont présentées sur les figures 5.20-5.21 pour quatre valeurs de  $\tan \beta$ .

Le spectre des événements est obtenu en pondérant la Breit Wigner par la section efficace de production du processus  $h^0 b(\bar{b})$  :

$$\text{BW}(m_H, m, \tan \beta) \cdot \sigma(m, \tan \beta, p_{Tb})$$

où  $\sigma(m, \tan \beta, p_{Tb})$  est la section efficace différentielle de production de  $h^0 b(\bar{b})$  pour un boson de Higgs de largeur nulle et  $p_{Tb}$  est l'impulsion transverse du quark beau produit en association avec le boson de Higgs.

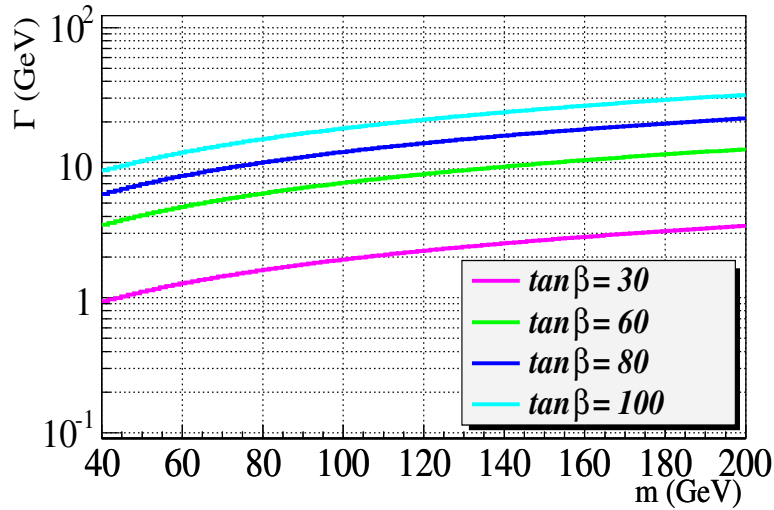


FIG. 5.21 – Largeur du boson de Higgs.

La section efficace est calculée au second ordre à l'aide du programme **MCFM** [37] pour six masses de bosons de Higgs. Nous avons calculé la section efficace de production  $h^0 b(\bar{b})$  intégrée, mais nous avons aussi besoin de la section efficace différentielle de production  $h^0 b(\bar{b})$ , i.e. fonction de  $p_{Tb}$ , puisqu'un boson de Higgs lourd sera produit en association avec un quark  $b$  d'impulsion transverse plus grande qu'un Higgs léger. La section efficace calculée pour sept valeurs différentes de  $p_{Tb}$  est présentée sur la figure 5.22 pour  $\tan \beta = 100$ . On peut remarquer que la section efficace varie moins avec la masse du boson de Higgs pour les événements avec un grand  $p_{Tb}$ .

Le spectre des événements obtenu en utilisant la section efficace intégrée est montrée sur la figure 5.23 pour un boson de Higgs de 150 GeV et pour quatre valeurs différentes de  $\tan \beta$ .

On peut voir sur cette figure que comme la section efficace intégrée varie de deux ordres de grandeur entre les masse 60 et 120 GeV, le spectre des événements présente une queue à basse masse dès que  $\tan \beta > 60$ . Cette queue peut entraîner une perte dans l'acceptance du signal.

Cependant, à cause de la variation de la section efficace avec  $p_{Tb}$ , la queue est plus petite pour de grandes valeurs de  $p_{Tb}$ , comme montré sur la figure 5.24 qui représente le spectre des événements obtenu cette fois avec la section efficace différentielle.

A cause de la plus grande largeur des bosons de Higgs lourds, on pourrait penser que l'effet de cette largeur est plus conséquent pour des Higgs lourds. Cependant, cette plus grande largeur est compensée par un spectre  $p_{Tb}$  plus dur.

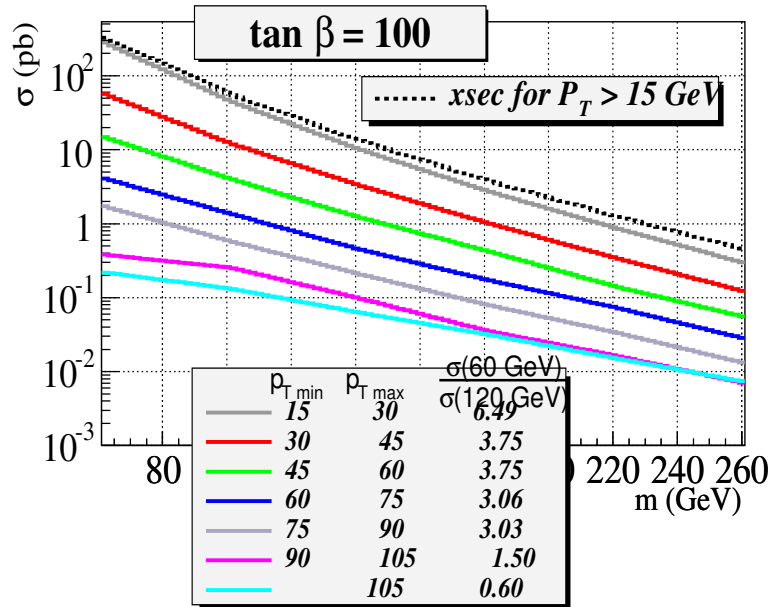


FIG. 5.22 – Section efficace de production du processus  $h^0 b(\bar{b})$  calculée au second ordre. Le rapport  $\frac{\sigma(60 \text{ GeV})}{\sigma(120 \text{ GeV})}$  pour chaque bin de  $p_{T \text{ b}}$  est aussi indiqué.

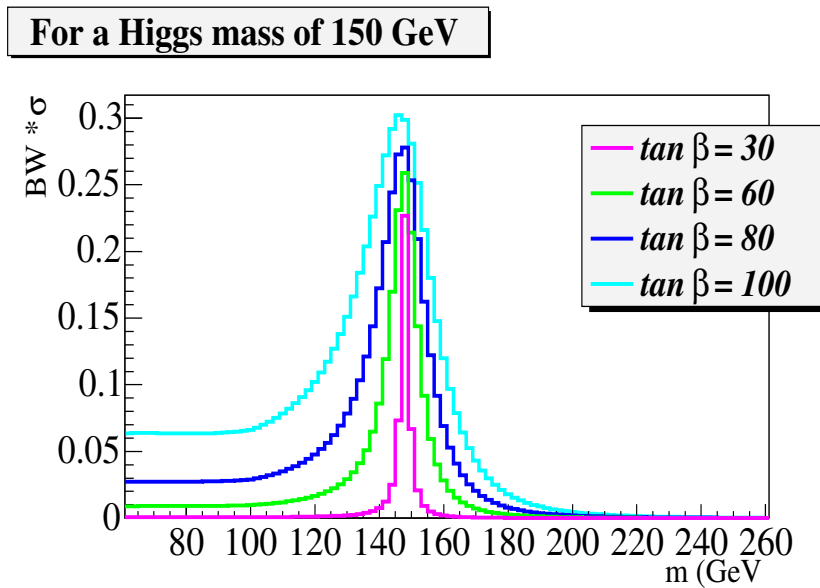


FIG. 5.23 – Spectre des événements pour  $m_H = 150 \text{ GeV}$  et pour quatre valeurs de  $\tan \beta$ , obtenu en utilisant la section efficace de production intégrée sur  $p_{T \text{ b}}$ .

For a Higgs mass of 150 GeV and  $\tan \beta = 100$

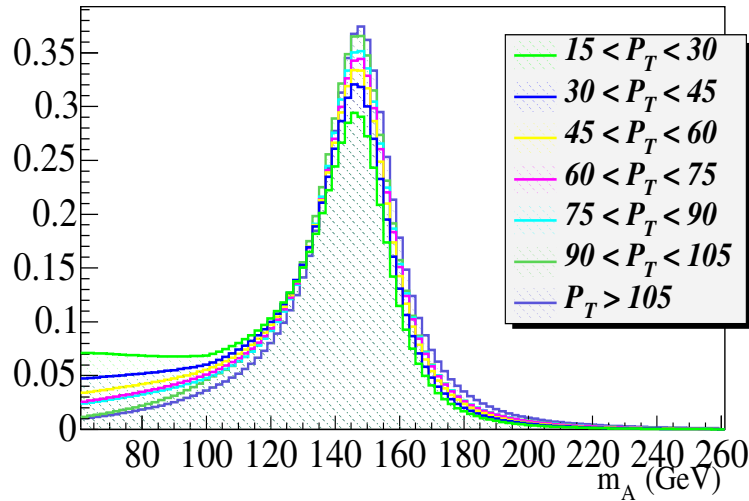


FIG. 5.24 – Spectre des événements pour  $m_H = 150$  GeV et  $\tan \beta = 100$ , obtenu en utilisant la section efficace différentielle, dépendant de  $p_{Tb}$ .

### Section efficace de production

Lorsque nous prenons en compte la largeur du boson de Higgs, la section efficace de production du processus  $h^0 b(\bar{b})$  devient :

$$\int \text{BW}(m, m_H) \sigma(\Gamma = 0, m) dm.$$

Pour des raisons pratiques, l'intégrale est calculée numériquement de  $m=60$  GeV à  $m=280$  GeV. Le résultat est présenté sur la figure 5.25 pour des bosons de Higgs de masses 110, 130 et 150 GeV.

La prise en compte de la largeur du boson de Higgs augmente la section efficace de production du processus  $h^0 b(\bar{b})$ . Ainsi, la perte possible d'acceptance est compensée par une section efficace de production plus grande.

### 5.6.2 Effet sur l'analyse

Les simulations du processus  $h^0 b(\bar{b})$  ont été dégradées en utilisant le spectre de la figure 5.24, en supposant que les deux jets de plus grandes impulsions transverses viennent de la désintégration du boson de Higgs, et que le troisième jet de plus grand  $p_T$  vient du quark  $b$  produit en association avec le boson de Higgs. Le spectre utilisé pour dégrader l'événement est choisi suivant la valeur de l'impulsion transverse du troisième jet, puisque le spectre des événements dépend de  $p_{Tb}$ . Les impulsions transverses des deux jets venant du boson de Higgs sont dégradées suivant ce spectre.

La différence d'acceptance du signal avant et après dégradation des événements est montrée sur la figure 5.26.



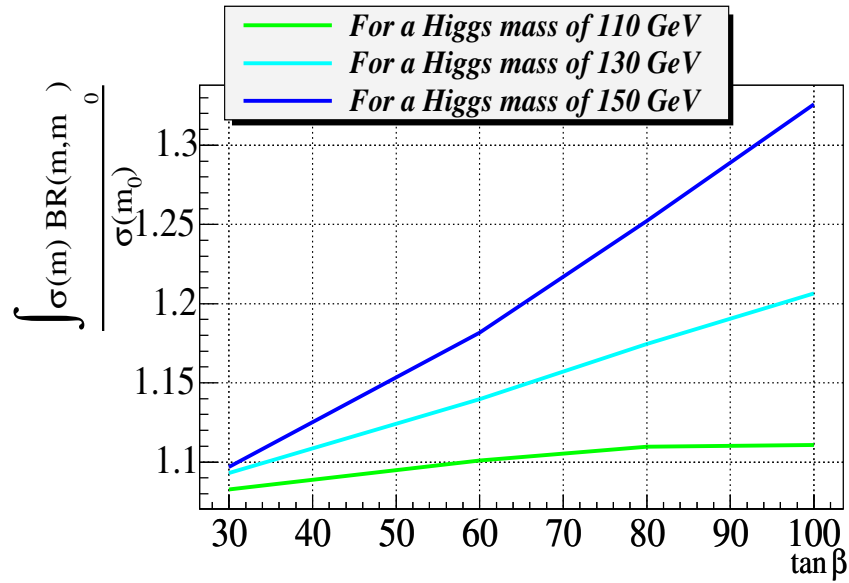


FIG. 5.25 – Rapport des sections efficaces calculé en tenant compte de la largeur du Higgs et sans tenir compte de cette largeur, en fonction de  $\tan \beta$  et pour  $m_H = 110, 130$  et  $150$  GeV.

Masse (GeV)	Largeur (GeV)	Décalage de la limite sur $\tan \beta$
150	22	1
130	16	1
110	11	2
90	7	0.5

TAB. 5.8 – Décalage dans la limite inférieure sur  $\tan \beta$  attendue à 95 % de niveau de confiance, induit par la largeur du boson de Higgs. Si on tient compte de la largeur du boson de Higgs, les limites attendues sont légèrement plus faibles.

L'effet est faible dès qu'on demande aux événements de passer les coupures cinématiques de l'analyse, et engendre seulement un léger décalage vers les petites masses des spectres. Les distributions de la figure 5.26 sont utilisées dans le calcul des limites inférieures attendues sur  $\tan \beta$ . Le décalage dans les limites calculées induit par la largeur du boson de Higgs est indiqué dans le tableau 5.8.

Les limites sont légèrement meilleures si on prend en compte la largeur du boson de Higgs.

Nous avons vérifié que la dégradation des événements au niveau reconstruit et au niveau partonique conduit à des spectres de masses invariants similaires. En effet, chaque événement généré avec le programme **PYTHIA** est dégradé au niveau partonique, avant la désintégration du boson de Higgs et la fragmentation des quarks beaux, en modifiant directement le code de **PYTHIA**. Ceci a été réalisé uniquement pour un boson de Higgs de 150 GeV et une valeur de  $\tan \beta$  de 90. Comme nous n'avons pas observé de différences significatives, nous avons décidé de dégrader les événements pour toute les masses simulées uniquement au niveau reconstruit, l'autre procédure étant très lente.

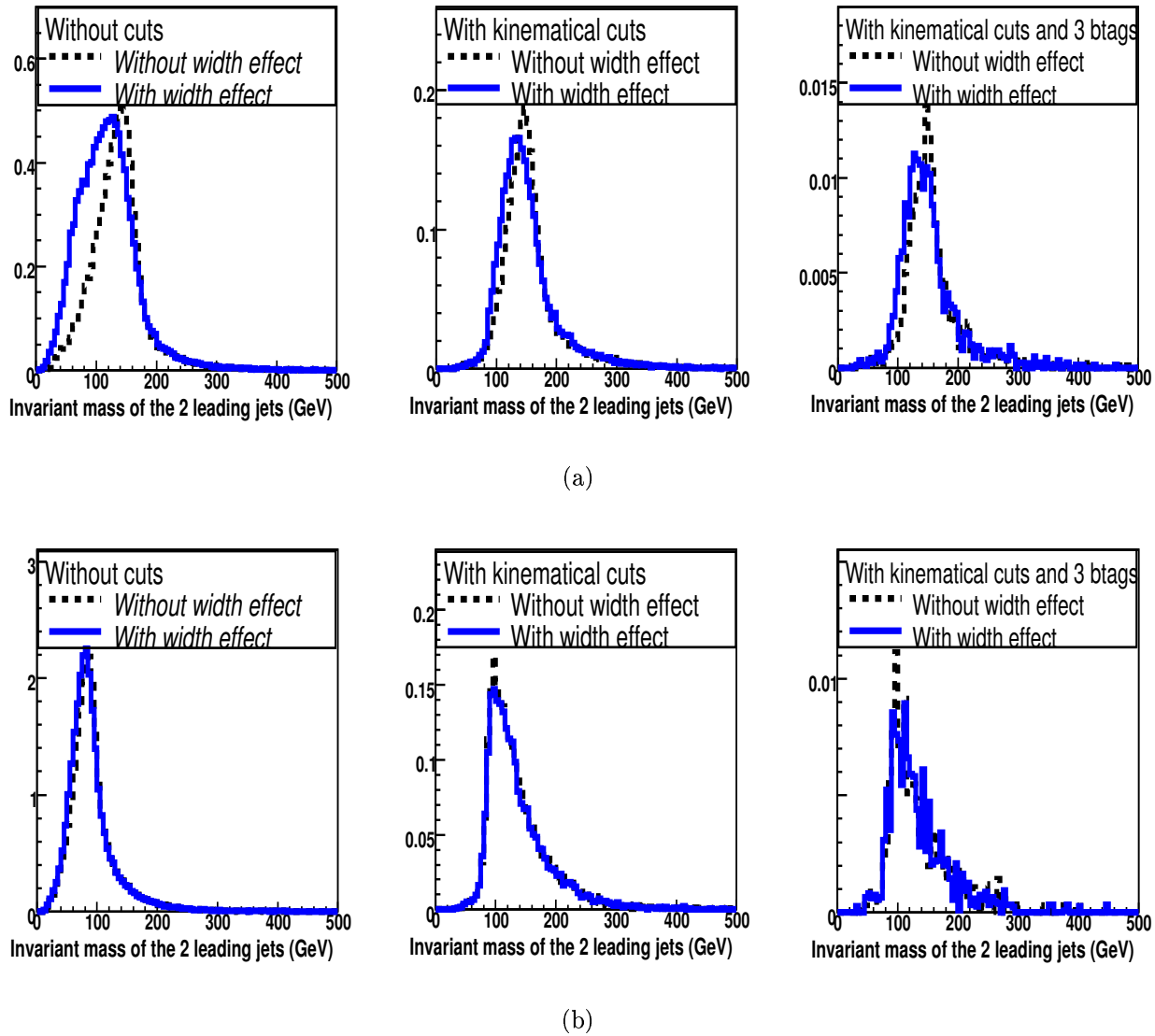


FIG. 5.26 – Comparaison de la masse invariante des deux jets de plus grands  $p_T$  (colonne de gauche) avant toute coupure (colonne du milieu) après les coupures cinématiques (colonne de droite) en demandant au moins trois jets étiquetés  $b$ , avant (ligne noire pointillée) et après (ligne bleue continue) ajout de la largeur du boson de Higgs, pour (haut)  $m_H = 150$  GeV et  $\tan\beta = 100$  et (bas)  $m_H = 90$  GeV et  $\tan\beta = 60$ .

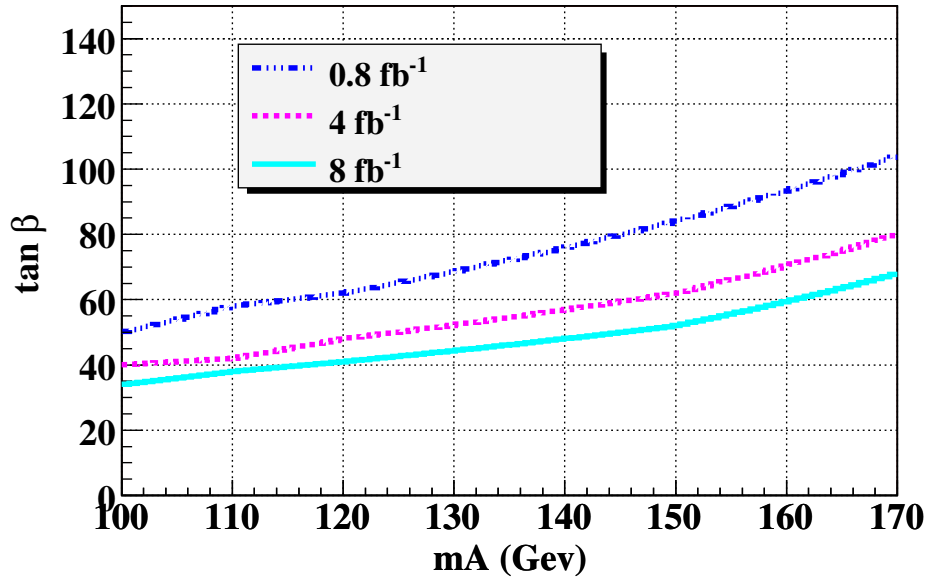


FIG. 5.27 – Extrapolation des limites d'exclusion attendue à 95 % CL à l'ordre des arbres du MSSM pour différentes luminosités intégrées (en  $\text{fb}^{-1}$ ). Nous avons supposé que les erreurs systématiques, comme les performances d'étiquetage des jets de b, sont identiques à celles utilisées dans ce manuscrit.

Pour conclure, nous pouvons négliger la largeur des bosons de Higgs jusqu'à un boson de masse 150 GeV et  $\tan \beta < 100$ .

## 5.7 Extrapolation à haute luminosité

En supposant qu'aucun n'excès n'est vu sans les données dans le futur, nous pouvons prédire les limites sur  $\tan \beta$  à 95 % CL qui pourront être obtenues avec plus de luminosité.

Nous supposons que les incertitudes systématiques sur le signal et le bruit de fond ne sont pas améliorées et que les performances de l'étiquetage des jets de b sont identiques à celles utilisées de ce manuscrit. Les limites obtenues avec 4 et  $8 \text{ fb}^{-1}$  sont présentées sur la figure 5.27.

## 5.8 Perspectives : le LHC

Ce collisionneur proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV devrait être mis en service en 2007. Les deux expériences ATLAS et CMS doivent permettre d'exclure ou de découvrir le boson de Higgs standard quelle que soit sa masse de 90 à 1000 GeV, comme on peut le voir sur la figure 5.28.

L'espace complet des paramètres du MSSM,  $m_A = 50 - 500 \text{ GeV}$  et  $\tan \beta = 1 - 50$ , devrait être accessible pour une découverte des bosons de Higgs [95]. La région la plus difficile d'accès est celle avec des valeurs modérées et de  $m_A$  et de  $\tan \beta$ . Dans cette région, seul le boson de higgs léger, h, est observable. La figure 5.29 montre les régions  $\tan \beta$ - $m_A$  d'une découverte à  $5\sigma$  des bosons de Higgs neutres h, H ou A par l'expérience CMS. Les canaux considérés dans ces

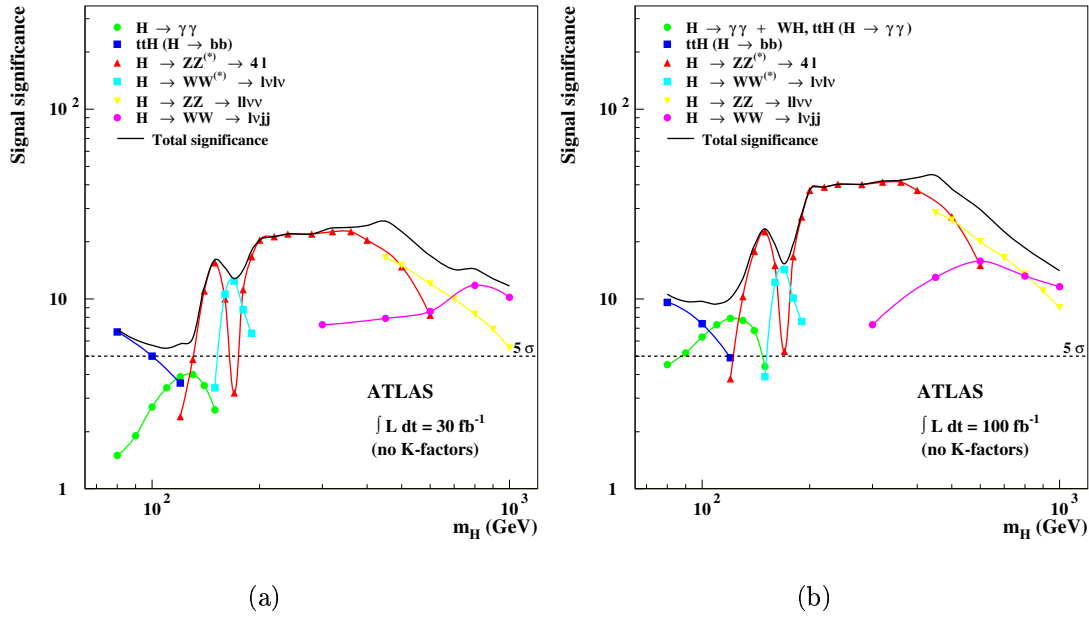


FIG. 5.28 – Sensibilité au boson de Higgs standard de l'expérience ATLAS, en supposant une luminosité intégrée de  $30 \text{ fb}^{-1}$  (a) ou de  $100 \text{ fb}^{-1}$  (b) [95].

prédictions sont les suivants :

- la production associée  $b\bar{b}h/H/A$  avec  $h/H/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu\nu\nu$ ,
- la production associée  $b\bar{b}h/H/A$  avec  $h/H/A \rightarrow \mu\mu$ ,
- pour le boson de Higgs léger  $h$  : la production  $pp \rightarrow h + X$  avec  $h \rightarrow \gamma\gamma$ ,
- pour les boson de Higgs léger  $h$  et lourd  $H$  : la fusion de vecteur boson  $qq \rightarrow qqh/H$  avec  $h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l + \text{jet}$ .

Le canal  $b\bar{b}h/H/A$  avec  $h/H/A \rightarrow b\bar{b}$  a aussi été étudié par CMS mais est peu prometteur à cause de l'importance du bruit de fond QCD, comme on peut le voir sur la figure 5.30 montre la masse invariante des deux jets de plus grande impulsion transverse pour le signal ( $m_A = 600 \text{ GeV}$ ) et pour le bruit de fond attendu avec une luminosité intégrée de  $60 \text{ fb}^{-1}$ .

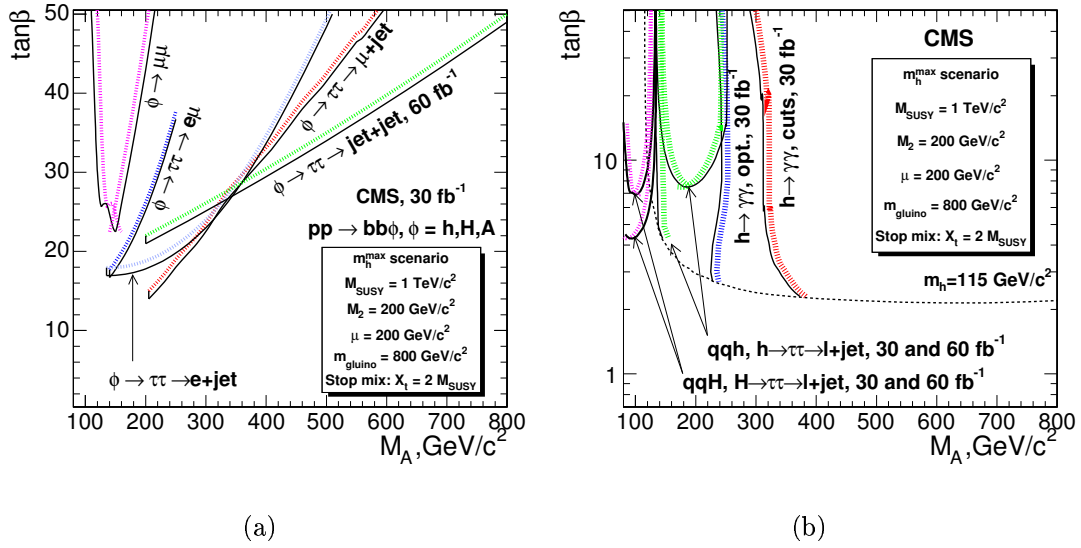


FIG. 5.29 – (a) Région d’une découverte à  $5\sigma$  des bosons de Higgs neutres  $h$ ,  $H$  et  $A$  produit en association avec des quarks beaux, avec  $h/H/A \rightarrow \mu\mu$  et  $h/H/A \rightarrow \tau\tau$  dans le scénario de mélange maximal du MSSM et pour une luminosité intégrée de  $30 \text{ fb}^{-1}$  []. (b) Région d’une découverte à  $5\sigma$  du bosons de Higgs neutres légers  $h$  produit via le processus  $pp \rightarrow h + X$  avec  $h \rightarrow \gamma\gamma$ , et des bosons de Higgs légers  $h$  et lourds  $H$  produit via la fusion de vecteur boson  $qq \rightarrow qqh/H$  avec  $h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l + \text{jet}$  [96].

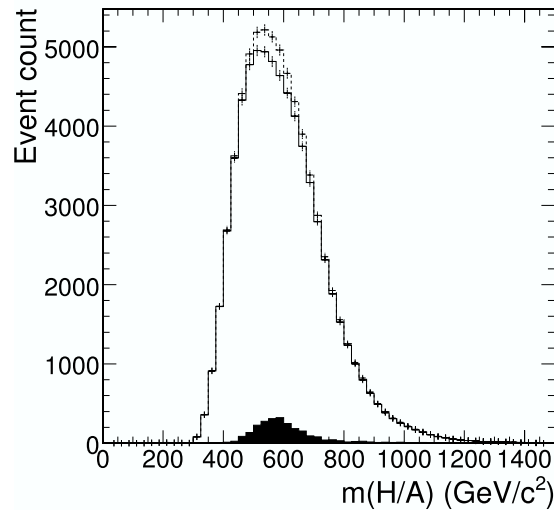


FIG. 5.30 – Distribution de la masse invariante des deux jets de plus grande impulsion transverse pour un signal avec  $m_A = 600 \text{ GeV}$  et  $\tan\beta = 50$  dans le scénario de mélange maximal (en noir), pour le bruit de fond (ligne continu) et pour la somme des deux (ligne pointillée) [96].

## 5.9 Conclusion

Nous avons présenté dans ce mémoire une analyse des données enregistrées par le détecteur DØ pendant le Run IIa du Tevatron. Cette analyse vise à sélectionner les candidats à quatre jets signant la production de boson de Higgs neutres supersymétriques par production associée  $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}/gg \rightarrow h/H/A + b\bar{b}$ .

En appliquant l'analyse sur les données, aucun excès d'événements révélant la présence d'un signal n'est observé. Ceci conduit à contraindre l'espace des paramètres possibles du MSSM. Pour les valeurs de  $m_A$  étudiées (100-170 GeV), les limites observées à 95 % de niveau de confiance excluent les valeurs de  $\tan \beta$  supérieure à 46-121.

Ces limites pourront être améliorées dans les années qui vont suivre à DØ d'une part grâce à l'augmentation de la luminosité intégrée collectée par DØ, mais aussi en améliorant l'analyse présentée dans ce manuscrit.

Par exemple, les canaux avec exactement trois jets étiquetés b et exactement quatre jets étiquetés b pourront être traités séparément et combinés lorsque la statistique de l'échantillon avec exactement quatre jets étiquetés b sera suffisante.

Une autre amélioration possible est de ne pas appliquer le même point de fonctionnement d'étiquetage des b à tous les jets. Par exemple, comme le bruit de fond dominant est pour l'instant la production  $b\bar{b}j(j)$ , nous aurions intérêt à utiliser un étiqueteur mou sur deux des jets, et un étiqueteur dur sur le troisième.

Enfin, un réseau de neurones pourrait être construit à partir de variables discriminantes comme l'impulsion transverse des jets, l'angle formé par les jets, la poussée ou encore l'acoplanarité des jets afin de gagner encore en sensibilité.

Pour l'instant, les bosons de Higgs n'ont toujours pas été découverts, mais le fonctionnement du Tevatron jusqu'en 2009 et surtout les futurs collisionneurs permettront certainement de les observer.

# Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. Rev. **22**, 579 (1961)
- [2] A. Salam et J.C. Ward, *Electromagnetic and Weak interactions*, Phys. Lett. **13**, 168-171 (1964)
- [3] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264-1266 (1967)
- [4] S. Eidelman *et al.*, Phys.Lett. **B592**, 1 (2004)
- [5] F. Englert et R. Brout, *Broken Symmetry and The Mass Of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964)
- [6] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and The Masses Of The Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964)
- [7] G. S. Guralnik *et al.*, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964)
- [8] Collaboration LEP (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL “The LEP Electroweak Working Group”), *A combination of preliminary Electroweak measurements and constraints on the Standard Model* hep-ex/0511027 ; <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>
- [9] R. Cahn, *The Higs Boson in the minimal supersymmetric standard model, Introduction*, Ecole de Gif 2001
- [10] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking*, hep-ph/0503172 et hep-ph/0503173
- [11] R. Barate, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, Phys. Lett. **B565**, 61-75 (2003)
- [12] P. Fayet et S. Ferrara, *Supersymmetry*, Phys. Rept. **32**, No 5 249-334 (1977)
- [13] S.P. Martin, *A Supersymmetry primer*, hep-ph/9709356 (1997)
- [14] S. Coleman et J. Mandula, *Phys. Rev.* **159** 1251 (1967)
- [15] L. O’Raifeartaigh, *Spontaneous Symmetry Breaking of Chiral Scalar Superfields*, Nucl. Phys. **B96** 331 (1975)
- [16] P. Fayet et J. Iliopoulos, *Spontaneously Broken Supergauge Symmetries And Goldstone Spinors*, Phys. Lett. **B51** 461 (1974)
- [17] D.I. Kazakov, *Beyond the Standard Model (in Search of supersymmetry)*, hep-ph/0012288 (2001)
- [18] S. Coleman et J. Mandula, *Phys. Rev.* **159** 1251 (1967)
- [19] S. L. Adler, *Axial Vector Vertex in Spinor Electrodynamics*, Phys. Rev. **77** 2426 (1969)

- [20] Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, The LEP Higgs working group, *Search for Neutral MSSM Higgs Bosons at LEP*, LHWG-Note 2005-01 (2005)
- [21] L. Reina, *TASI 2004 Lecture Notes on Higgs Boson Physics*, hep-ph/0512377 (2005)
- [22] S. Heinemayer, *MSSM Higgs Physics at Higher Orders*, hep-ph/0407244 (2004) [wwwth.mppmu.mpg.de/members/heinemey/feynhiggs/index.html](http://wwwth.mppmu.mpg.de/members/heinemey/feynhiggs/index.html), FeynHiggs version 2.3.1
- [23] F. Zwirner, *The Quest of low-energy supersymmetry and the role of high-energy  $e^+e^-$  colliders*, hep-ph/9203204 (1992)
- [24] V. Barger et C. Kao, *Implications of new CMB data for neutralino dark matter*, Phys. Lett. **B518**, 117-122 (2001) [hep-ph/0106189]
- [25] V. Barger *et al.*, *Supergravity Solutions in the Low- $\tan\beta$   $\lambda_t$  Fixed Point Region*, hep-ph/9404360
- [26] DØ Collaboration, *Search for neutral supersymmetric Higgs bosons in multijet events at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV*, Phys. Rev. Lett. **95** 151801 (2005) [hep-ex/0504018]
- [27] A. Haas *et. all.*, *DØ Search for Neutral Higgs Bosons at high  $\tan\beta$  in Multi-jet Events Using  $p14$  Data*, DØ Note 4671 (2005)
- [28] DØ Collaboration, *Search for Neutral Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV*, hep-ex/0605009 (2006)
- [29] CDF Collaboration, Phys.Rev. Lett. **96** 011802 (2006)
- [30] S. Dawson *et. all.*, *Higgs boson production with one bottom quark jet at hadron colliders*, hep-ph/0408077 (2004)
- [31] Communication privée avec Steve Mrenna  
[www-d0.fnal.gov/Run2Physics/higgs/d0\\_private/groups/hbb/talks/meet\\_1.html](http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/higgs/d0_private/groups/hbb/talks/meet_1.html)
- [32] S. Dittmaier, M. Kramer and M. Spira, Phys. Rev. D **70** (2004) 074010. S. Dawson, C. Jackson, L. Reina and D. Wackerroth, Phys. Rev. D **69** (2004) 074027
- [33] J. Campbell *et al.*, *Higgs Boson Production in Association with Bottom Quarks*, hep-ph/0405302 (2004)
- [34] T. Sjöstrand *et al.*, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, hep-ph/0603175 (2006)
- [35] A. Hass, *A Search for Neutral Higgs Bosons at High  $\tan\beta$  in Multi-jet Events from  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1960$  GeV*, thèse
- [36] S. Catani, hep-ph/0005233
- [37] J.M. Campbell, R.K. Ellis, [mcfm.fnal.gov](http://mcfm.fnal.gov)
- [38] S. Dittmaier *et al.*, *Higgs Radiation of Bottom Quarks at the Tevatron and the LHC*, Phys. Rev. D **69** 0704027 (2004) [hep-ph/0309204]
- [39] M. L. Mangano *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **0307**, 001 (2003) [hep-ph/0206293]
- [40] Fermilab Beams division, [www-bd.fnal.gov/public/chain.html](http://www-bd.fnal.gov/public/chain.html)
- [41] Fermilab Beams division, *The Run II Luminosity Upgrade at the Fermilab Tevatron*, [www-bdnew.fnal.gov/doereview04/RunII\\_Upgrade\\_Pan\\_v2.0.pdf](http://www-bdnew.fnal.gov/doereview04/RunII_Upgrade_Pan_v2.0.pdf)
- [42] Fermilab Beams division, *Run II Handbook*, [www-bd.fnal.gov/runII/index.html](http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html)



- 
- [43] Fermilab Beams division, *Fermilab Recycler Ring Technical Design Report*, Fermilab-TM-1991 (1996)
- [44] DØ Collaboration, *The Upgraded DØ Detector*, hep-physics/0507191 (2005)
- [45] D. Adams *et al.*, *The DØ Upgrade : Central Fibre Tracker, Technical Design report*, DØ Note 4164, 6 Juin 2003
- [46] R.J. Hooper et G. Landsberg, *Search for Large Extra Spatial Dimensions in the Di-Muon Channel With 100 pb<sup>-1</sup> of Run II Data*, DØ Note 4230, Aout 2003
- [47] M. Demarteau, *Layer 0 silicon detector*, DØ Note 4415, 28 Octobre 2003
- [48] S. Abachi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **338** (1994) 185, FERMILAB-Pub-93/179-E
- [49] S. Abachi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth A **324** (1993) 53, FERMILAB-Pub-92/162-E
- [50] Y.A. Yatsunenko *et al.*, *The Muon System of the Run II DØ Detector*, FERMILAB-Pub-05/034-E
- [51] DØCollaboration, *Measurement of the Cross section for Inclusive Z Production in Di-muon Final States at  $\sqrt{s} = 1.96TeV$* , Note de conférence, Aout 2004
- [52] T. Edwards *et al.*, *Luminosity Constant for DØ Run II*, DØ Note 4496, 6 Juillet 2004
- [53] R. Brun *et al.*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993)
- [54] G. Borossov, *AA Technical Details*, 28 Février 2003, Présentation aux rencontres *All DØ Meeting*, [www-d0.fnal.gov/global\\_tracking/talks](http://www-d0.fnal.gov/global_tracking/talks)
- [55] A. Khanov, *HTF : histogramming method for finding tracks. The algorithm descriptions*, DØ Note 3778, 23 Septembre 2000
- [56] H. Greenlee, *The DØ Kalman Track Fit*, DØ Note 4303, 6 Janvier 2004
- [57] G. Hesketh, *Central Track Extrapolation Through the DØ Detector*, DØ Note 4079
- [58] A. Garcia-Bellido *et al.*, *Primary Vertex Certification in p14*, DØ Note 4320, 7 Janvier 2004
- [59] A. Schwartzman et M. Narrain, *Probabilistic Primary Vertex Selection*, DØ Note 4042
- [60] A. Schwartzman et C. Tully, *Primary Vertex Reconstruction by Means of Adaptive Vertex Fitting*, DØ Note 4918, 9 Septembre 2005
- [61] H1 Collaboration, *Measurement of  $F^{c\bar{c}_2}$  and  $F^{b\bar{b}_2}$  at High  $Q^2$  using the H1 Vertex Dectector at HERA*, hep-ex/0411046, 12 Novembre 2004
- [62] J. Kozminski *et al.*, *Electron Likelihood in p14*, DØ Note 4449, 5 Avril 2004
- [63] K. M. Chan *et al.*, *Electron and Photon Resolution in the Central Calorimeter for RunII*, DØ Note 3535, 5 Mars 1999
- [64] S. Crépé-Renaudin, *Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II*, DØ Note 4023
- [65] S. Kermiche *et al.*, *Energy Scale studies and calibration of the DØ electromagnetic calorimeter unsing  $Z^0$  and  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  Run II events*, DØ Note 4945, 14 Octobre 2005
- [66] B. Tuchming *et all.*, *MuonID certification for p17*, DØ Note 5157, 2006
- [67] G.C. Blazey *et al.*, *Run II Jet Physic*, hep-ex/0005012, 10 May 2000

- [68] G. Sterman, S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett* **39**, 1436 (1977)
- [69] E. Busato, B. Andrieu, *Jet Algorithms in the DØ RunII Software*, DØ Note 4457, 13 Août 2004
- [70] S.D. Ellis, D.E. Soper, *Successive Combination Jet Algorithm for Hadron Collisions*, hep-ph/9305266, 14 May 1993
- [71] U. Bassler et G. Bernardi, *Towards a Coherent Treatment of Calorimetric Energies : Missing Transverse Energy, Jets, EM Objects and the T<sub>42</sub> Algorithm*, DØ Note 4124, 24 Mars 2002
- [72] G. Bernardi *et al.*, *Improvements from the T<sub>42</sub> Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction*, DØ Note 4335, Janvier 2004
- [73] A. Schwartzman, M. Narain, *A New 3-Dimensional Cone Track Clustering Algorithm*, DØ Note 3885, 3 Juillet 2001
- [74] [www-d0.fnal.gov/phys\\_id/jes/d0\\_private/certified/v5.3/links.html](http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/v5.3/links.html)
- [75] M. Agelou *et al.*, *0.5 and 0.7 jet p<sub>T</sub> resolution using JESv05-03-00*, DØ Note 4775, 4 Mai 2005
- [76] DØ Collaboration au Run I, *Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the DØ Calorimeters*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **424** (1999) 352 [arXiv :hep-ex/9805009]
- [77] A. Harel, *Jet ID optimisation*, DØ Note 4919
- [78] [www-d0.fnal.gov/phys\\_id/bid/d0\\_private/bid.html](http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/bid.html)
- [79] D. Boline *et al.*, *Update on b-quark jet identification with Secondary Vertex reconstruction using DØ reco version p14-Pass2*, DØ Note 4796, 1 Octobre 2005
- [80] D. Bloch, B. Clément, *Update of the JLIP b-tagger Performance in p14/pass2 with Jes 5.3*, DØ Note 4824, 23 Juin 2005
- [81] D. Brown, M. Frank, *Tagging b hadrons using track impact parameters*, ALEPH 92-135, PHYSIC 92-124 (1992)
- [82] S. Greder, *Etiquetage des quarks beaux et mesure de la section efficace de production de paires de quarks top à  $\sqrt{1.96}$  TeV dans l'expérience DØ*, thèse de doctorat, 25 Octobre 2004
- [83] ALEPH Collab., D. Buskulic *et al.*, *Phys. Lett.* **B313** (1993) 535 ; DELPHI Collab., P. Abreu *et al.*, *A precise measurement of the partial decay width ratio  $R_b^0 = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$* , *Eur. Phys. J. C* **10**, 451, 1999
- [84] R. Demina *et al.*, *b-tagging with Counting Signed Impact Parameter method*, DØ Note 4049
- [85] B. Clément *et al.*, *SystemD or how to get signal, backgrounds and their efficiencies with real data*, DØ Note 4159, 11 Juin 2003
- [86] T. Scanlon, *A Neural Network b-tagging Tool*, DØ Note 4889
- [87] T. Scanlon *et al.*, *Performance of the NN b-tagging Tool on Pass 2 p14 Data*, DØ Note 4890
- [88] V. Shary *et al.*, *Calorimeter Data Quality Monitoring*, DØ Note 4615
- [89] [www-d0online.fnal.gov/www/groups/lum/reports/runs](http://www-d0online.fnal.gov/www/groups/lum/reports/runs)

- 
- [90] A. Haas, *DØ Level 1 and Level2 Calorimeter Trigger Performance in Multi-jets Events*, DØ Note 4073, 5 Février 2003
- [91] T. Edwards *et al.*, *The Upgraded DØ Luminosity Determination*, DØ Note 4328
- [92] N. Makovec *et al.*, *Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets*, DØ Note 4914
- [93] T. Junk, *Confidence Level Computation for Combinig Searches with Small Statistics*, hep-ex/9902006 (1999)
- [94] M. Carena *et al.*, *MSSM Higgs Boson Searches at the Tevatron and the LHC : Impact of Different Benchmark Scenarios*, hep-ph/0511023 (2005)
- [95] Collaboration ATLAS, *ATLAS, detector and physics performance, technical design report*, CERN/LHCC/99-14 (1999)
- [96] Collaboration CMS, *CMS Physics, Theical Design Report, Volume II : Physics Performance*, CERN/LHCC/2006-021 (2006)



# Annexe A

## Note de conférence (ICHEP 2006)



Search for Neutral Higgs Bosons at High  $\tan \beta$  in multi-jet Events

The DØ Collaboration

Abstract

The full RunIIa data sample recorded at DØ has been analyzed to search for Neutral Higgs bosons produced in association with b-quarks at high  $\tan \beta$  within the MSSM framework. The search has been performed in the three b-quarks channel using multi-jet triggered events corresponding to an integrated luminosity of  $\sim 0.9 \text{ fb}^{-1}$ . No excess of events with respect to the predicted background is observed in the final selected three b-tag sample, so limits are set in the MSSM parameter space.

*Preliminary Results for Summer 2006 Conferences*

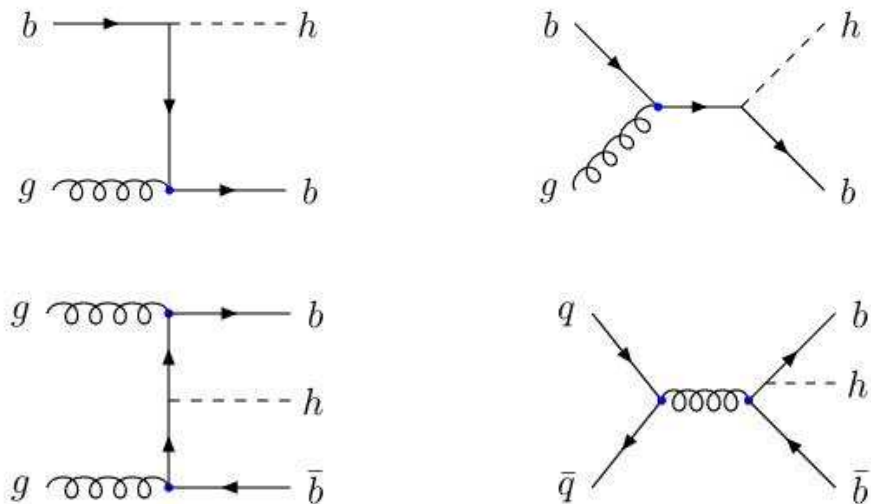


FIG. A.1 – Leading order Feynman diagrams for neutral Higgs boson production in the five-flavor scheme (top) and four-flavor scheme (bottom).

## A.1 Introduction

In two-Higgs-doublet models of electroweak symmetry breaking, such as the minimal supersymmetric extension of the standard model (MSSM), there are five physical Higgs bosons : two neutral CP-even scalars,  $h$  and  $H$ ,  $H$  being the heavier one; a neutral CP-odd state  $A$ ; and two charged states  $H^+$  and  $H^-$ . The coupling of the  $A$  boson to the down quarks, such as the  $b$  quark, is enhanced by a factor of  $\tan \beta$  compared to the Standard Model (SM) one, where  $\tan \beta$  is defined as the ratio of the vacuum expectation values of the two Higgs doublets. At high  $\tan \beta$ , this is also true for either  $h$  or  $H$ . Depending on their mass,  $h$  and  $A$  bosons or  $H$  and  $A$  bosons or even  $h$ ,  $H$  and  $A$  have a degenerated mass in the high  $\tan \beta$  limit. Thus, in large  $\tan \beta$  scenarii, the Higgs bosons production in association with quarks is enhanced by a factor  $2 \times \tan^2 \beta$  compared to the SM one. The Higgs decays are also dominated by the  $b\bar{b}$  production.

For several representative scenarii of the MSSM, LEP experiments have excluded a light Higgs boson with  $m_h < 93 \text{ GeV}$  at the 95 % confidence level [1]. The CDF experiment at the Tevatron Collider performed a search for Higgs bosons produced in association with  $b$  quarks in data from Run I [2]. MSSM Higgs bosons reconstructed in the channel  $\tau^+\tau^-$  has also been searched for by both the CDF experiment [3] and the  $D\bar{O}$  experiment [4].

In the analysis presented here, we search for the production of Higgs bosons, decaying into a  $b\bar{b}$  pair, in association with one or two  $b$  quarks in  $p\bar{p}$  collisions with a center of mass energy of  $1.96 \text{ TeV}$ . Such a production can be described by two different theoretical approaches : the five-flavor scheme [5] and the four-flavor scheme [6]. Both calculations agree within their uncertainties [7] [8]. The corresponding Feynman diagrams are shown on Figure A.1 in the  $h$  production case. Similar diagrams hold for  $A$  and  $H$  productions.

Using  $880 \text{ pb}^{-1}$  of data collected by the  $D\bar{O}$  experiment at the Tevatron Collider, we search

for an excess in the invariant mass  $m_{01}$  of the two leading transverse momentum ( $p_T$ ) jets in events containing three or more  $b$  quarks candidates. The analysis presented here exploits a substantially larger data sample than the original  $D\bar{O}$  result [9]. It also employs a more sophisticated b-tagging algorithm which eventually increases the statistical significance of our result.

## A.2 DATA AND MONTE CARLO SAMPLES

### A.2.1 Trigger

Due to the high cross section of multijet events, a specialized trigger for the three trigger levels (L1, L2, L3) was designed to maximize signal acceptance while remaining within data acquisition constraints. The trigger demanded at least three calorimeter towers of size  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$  at L1, where  $\phi$  is the azimuthal angle. It required three jets with  $p_T > 8$  or 6 GeV, and  $H_T^{L2} > 50$  or 70 GeV at L2 ( $H_T^{L2} \equiv$  scalar sum of the  $p_T$  of the L2 jets). At L3, the triggering condition is three jets with  $p_T > 15$  GeV, two with  $p_T > 25$  GeV and the probability that the event contains only light or gluon jets less than 0.05. This b-tagging event condition at L3 is formed by combining the impact parameter significances of the L3 tracks belonging to the six leading L3 jets.

### A.2.2 Data Selection

A total of 75 million of events corresponding to an integrated luminosity of  $880 \text{ pb}^{-1}$  were preselected with one reconstructed jet of  $p_T > 20$  GeV and two more jets with  $p_T > 15$  GeV, all with  $|\eta| < 2.6$ . Jets are reconstructed using the cone algorithm [11] with radius of 0.5 and are then required to pass a set of identification cuts. The jet energies are corrected to the particle level. Only jets with corrected  $p_T > 15$  GeV in  $|\eta| < 2.5$  are considered when selecting on the number of jets. Events are preselected with at least three jets with corrected  $p_T > 40$ , 25 and 15 GeV, and no more than five jets.

Jets initiated by  $b$  quarks are identified using a neural network b-tagger. This is based upon seven input variables : the decay length significance of the secondary vertex (resulting from the  $b$  decay), a weighted combination of the track impact parameter significances, the probability that the jet originates from the primary vertex, the  $\chi^2$  per degree of freedom of the fit used to reconstruct the secondary vertex, as well as the number of tracks used in this reconstruction, the mass of the secondary vertex and the number of secondary vertices found in the jet. The average b-tagging efficiency is 48.6 % while the corresponding mistag rate is 0.33 %.

### A.2.3 Monte Carlo

Events of the expected signal and background are first generated by Pythia [12] or ALPGEN [13]. Then the Pythia showering is applied followed by  $D\bar{O}$  full detector GEANT [14] simulation. To simulate the impact of additional spectator interactions occurring in the same beam crossing, real “zero bias” data events are overlaid to the simulated ones. Additional corrections are applied to the simulated quantities so that the jet reconstruction efficiency, the jet energy scale and resolution as well as the b-tagging efficiency match those measured in real data events.



### *hb* Signal simulation

*hb* events in which the Higgs bosons decay into  $b\bar{b}$  are generated by Pythia at different Higgs boson masses ranging from 100 to 170 GeV. For each simulated Higgs boson mass, to correct for Next to Leading Order effects, the Higgs boson momentum and rapidity spectra obtained from the NLO MCFM generator [15] are used to reweight the events. The MCFM cross-sections are taken as the signal cross-sections as well.

#### Simulation of background events

The main backgrounds for high multiplicity final states with 3 b-tagged jets arise from the QCD multi-jet production :  $p\bar{p} \rightarrow jjj(j)$ ,  $p\bar{p} \rightarrow bjj(j)$ ,  $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}j(j)$ ,  $p\bar{p} \rightarrow bbb(b)(j)$ , where  $j$  stands for light parton either  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$  or  $g$  and  $(j)$  means “plus  $n \geq 0$  light partons”. The background is determined from the data as explained in Section A.3, but the observed multi-jet production is also compared to the simulation as a cross-check.

The processes with b-quark production have been simulated with ALPGEN, based on LO matrix elements. A summary of cross-sections obtained with ALPGEN, as well as the kinematic cuts is given in table A.1. These cross-sections are obtained using the renormalization and factorization scales  $\mu^2 = \sum p_T^2$  where the sum is over the outgoing partons. When the scale is varied to  $\mu^2 = \frac{1}{N_{part}} \sum p_T^2$  the cross-sections are nearly doubled, indicating that the level of uncertainty is close to 50% – 100%. Thus the magnitude for these processes are normalized to the data in Section A.3

TAB. A.1 – Cross-sections for the generated background events.

Process	Cross-section (pb)	Generator cuts ( $p_T$ in GeV)
$b\bar{b}j$	3810	$p_T(j) > 15$ , $p_T(b) > 25$ $ \eta  < 3$ , $\Delta R < 0.4$
$b\bar{b}jj(j)$ <sup>7</sup>	2540	$p_T(j) > 15$ , $p_T(b) > 25$ , $ \eta  < 3$ , $\Delta R < 0.4$
$bbbb(j)$	120	2 b's with $p_T(b) > 25$ 3b's with $p_T(b) > 15$

Simulation of other sources of backgrounds such as  $Z + b$  or  $t\bar{t}$  productions are judged as unnecessary, as their cross-sections are much smaller than the uncertainty arising from the choice of the scale in the QCD processes.

## A.3 Analysis

### A.3.1 Background estimation

Because of the large uncertainty on the theoretical computation of the multi-jet process cross-sections, the expected background is calculated from the data. The final data sample is made of events containing at least three b-tagged jets, and is called triple b-tagged data sample. In a similar manner, events containing at least two b-tagged jets define the double b-tagged sample. The following paragraph describes how we estimate the background in the triple b-tagged sample from the double b-tagged sample.

First the probability to b-tag a jet when two other jets are already b-tagged is measured as a function of the transverse momentum of the jet. This function is called “tag rate function”. To avoid a possible contamination by a  $h^0 b(\bar{b})$  signal, the tag rate function is measured for jets

Higgs boson mass (GeV)	100	110	120	150	170
Trigger	61	64	64	64	67
Kinematic	31	35	39	40	43
BID	8.8	8.8	9.7	9.9	9.2

TAB. A.2 – The relative acceptance (in %) of selection cuts for signal for each Higgs mass.

outside a “signal region”. It is defined as the window  $|m_{01} - m_H| < \sigma_H$  where  $m_H$  and  $\sigma_H$  are respectively the mean and the resolution obtained from a Gaussian fit to the two leading jets invariant mass spectrum in the signal Monte Carlo sample. This tag rate function is calculated for each Higgs boson mass hypothesis.

Then, for each event in the double b-tagged sample the tag rate function is used to determine the probability that the event survives the three b-tag requirement. Thus we obtain the expected triple b-tagged background  $m_{01}$  distribution.

This triple b-tagged background distribution is eventually normalized outside the signal region to the triple b-tagged data sample, taking possible signal tails into account. As a consequence, this has to be done for each tested  $\tan \beta$  when setting the limit.

### A.3.2 Acceptance Systematics

We split the selection uncertainties into three different categories : the trigger level, the kinematic cuts ( $p_T, \eta$ ), and the b-tagging. Table A.2 shows the acceptance for each set of cuts at each studied Higgs boson mass.

The signal acceptance uncertainties are estimated for these masses and are listed in Table A.3. Systematic uncertainties due to jet reconstruction and identification efficiencies, jet energy resolution, jet energy scale and b-tagging efficiency are computed by repeating the analysis, varying their values by  $\pm 1\sigma$ . In addition a theoretical uncertainty that arises from the NLO ( $p_T, \eta$ ) reweighting procedure, the cross-section uncertainty obtained when varying the renormalization and factorization scale and the parton distribution function uncertainty is quoted. The uncertainties on the integrated luminosity and on the trigger efficiency are also taken into account.

### A.3.3 Background Systematics

Background systematics are summarized in table A.4. There is a statistical error associated with the uncertainty in the normalization of the background : the error is given by  $1/\sqrt{N_{\text{event}}}$  where  $N_{\text{event}}$  is the number of events in the predicted background outside the signal window.

There is an additional systematic from the tag rate function, since this function is used to propagate the shape of the double b-tagged data to the triple b-tagged data. To estimate it, the invariant mass shape of the data sample requiring at least two b-tagged jets is directly used to predict the background. The difference between the number of events from these two background predictions give the systematic uncertainty.

Higgs boson mass (GeV)	100	110	120	150	170
Lumi	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5
Theoretical	12.3	12.0	12.1	13.0	13.5
Trigger	4.0	4.9	3.6	4.2	2.5
ID	0.3	0.5	0.4	0.4	0.4
JES	4.8	4.6	3.9	2.8	2.7
Reso	0.6	0.2	0.1	0.3	0.5
JET	4.9	4.7	3.9	2.8	2.8
b-ID	8.1	8.2	8.3	8.8	9.3
Total	17.2	17.3	17.0	17.7	18.0

TAB. A.3 – The errors from each source (in %) which are added in quadrature to give the total errors on acceptance.

Higgs boson mass (GeV)	100	110	120	150	170
Alternate method	1.8	2.3	2.4	1.9	1.9
Due to normalization	1.8	1.7	1.7	1.7	1.7
Total	2.4	2.8	2.8	2.6	2.6

TAB. A.4 – The errors from each source (in %) which are added in quadrature to give the total background systematics.

### A.3.4 Monte Carlo cross checks

To test our understanding of the  $m_{01}$  distributions and of b-identification algorithm performances, we use a Monte Carlo simulation of the data sample. As we can not rely on the cross-sections computed at the LO with ALPGEN, we only assume that their ratios are correct.

In a first step, we estimate the  $jjj(j)$  and  $bjj(j)$  contribution in the preselected sample by using the known b-tagging efficiencies (on light and b quarks) and assuming the  $j$  are only light jets initiated by  $: u, d, s$  or  $g$ . This estimation is corrected for the  $bbj(j)$  production. The measured contributions demonstrate that these backgrounds are already very small in the two b-tagged sample and might be neglected. Subtracting the  $jjj(j)$  and  $bjj(j)$  contribution from the two b-tagged sample, and assuming the rest of the events arises from the sum of all simulated multi-jet background, we obtain a scale factor between the observation and the MC cross-sections : we find that the total cross-sections for simulated events is 2.7 higher in the data. This scale factor is not very sensitive to the way one deals with  $jjj(j)$  and  $bjj(j)$  productions as they are negligible. In a last step, we follow the same procedure in the three b-tagged sample and obtain a new scale factor between simulated and observed cross-sections of 2.8.

A comparison between data observation and Monte Carlo expectation <sup>8</sup> is shown in Figure A.2 for the two b-tagged sample on the left and for the three b-tagged sample on the right. One should notice that in the two b-tagged sample the  $bbb(b)$  background is negligible

<sup>8</sup>Monte Carlo expectations are corrected by the global cross-sections scale factor already mentioned

Selection before b-tagging	$19 \times 10^6$				
2 b-tags	269870				
3 b-tags	6749				
<b>Higgs boson mass (GeV)</b>	<b>100</b>	<b>110</b>	<b>120</b>	<b>150</b>	<b>170</b>
Normalization factor	0.997	0.993	0.992	0.992	0.990
Expected background	6947	6928	6926	6845	6687

TAB. A.5 – The final number of events in the double and triple b-tagged data, and the expected background to the triple b-tagged data, as well as the normalization of the expected background. NN tight b-tagged is used.

compared to  $bbj(j)$ . This is no more the case in the three b-tagged sample where the background contains a sizeable fraction of  $bbb(b)$  events. Thus, the fact that the two measured scale factors are in agreement leads to the conclusion that not only we have a good knowledge of the b-tagger performances but also that the use of simulated cross-section ratios was a fair enough assumption.

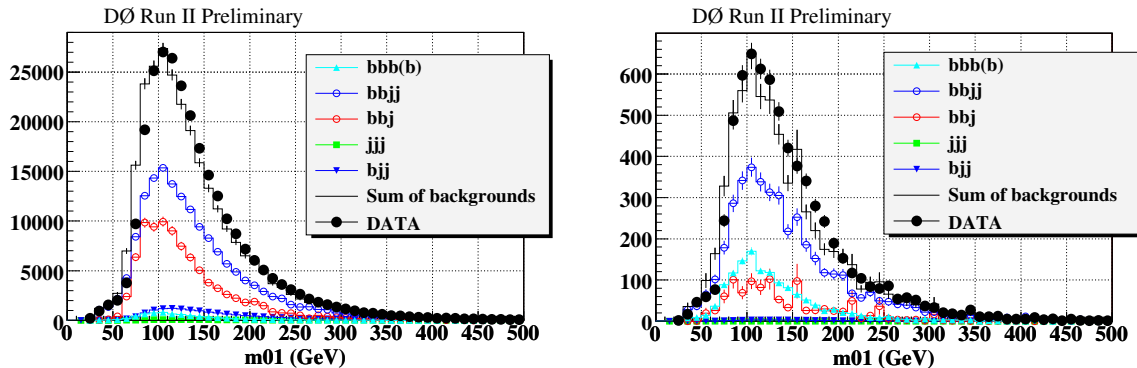


FIG. A.2 – Data-Monte Carlo comparison of the  $m_{01}$  distribution in the two b-tagged sample on the left and in the three b-tagged sample on the right.  $m_{01}$  stands for the invariant mass of the two leading jets. See text for details

A particular attention has been paid to the background involving jets initiated by  $c$ -quarks as they are identified by the b-tagging algorithm with an efficiency five times lower than for a  $b$ -quark jet. We find that processes such as  $cjj(j)$ ,  $ccj(j)$  and  $ccc(c)$  are negligible in the two and three b-tagged samples and that their influences on the scale factor measurements is negligible.

## A.4 Results

Table A.5 summarizes the final number of events in the data sample after requiring at least two and at least three b-tagged jets, as well as the expected number of tripple b-tagged background events for each signal mass.

Higgs boson mass (GeV)	100	110	120	150	170
Observed $\tan \beta$ limit	46	57	60	85	121
Expected $\tan \beta$ limit	50	58	62	84	104

TAB. A.6 – The observed and expected 95 % CL exclusion limits in the  $\tan \beta - m_A$  plane at tree level in the MSSM.

The influence of the Higgs width was studied for the publication of [17]. We found that at tree level, the Higgs width yields to a slight decrease in the values of  $\tan \beta$  excluded (around 2-3 unities in  $\tan \beta$ ). Conservatively, we neglect the Higgs width in this conference note. As no excess is seen in the data, the  $CL_s$  method, with  $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$  is used to set limits on signal production [18], with the full leading di-jet invariant mass shapes of the signal, expected background and data sample used as input. The signal histogram, derived assuming  $\tan \beta = 1$  is scaled by  $\tan \beta^2$ . The value of  $\tan \beta$  was varied until the confidence level for signal is less than 5 %. Table A.6 and Figure A.3 show the observed and expected 95 % CL exclusion limits in the  $\tan \beta - m_A$  plane that we are able to exclude with the current data.

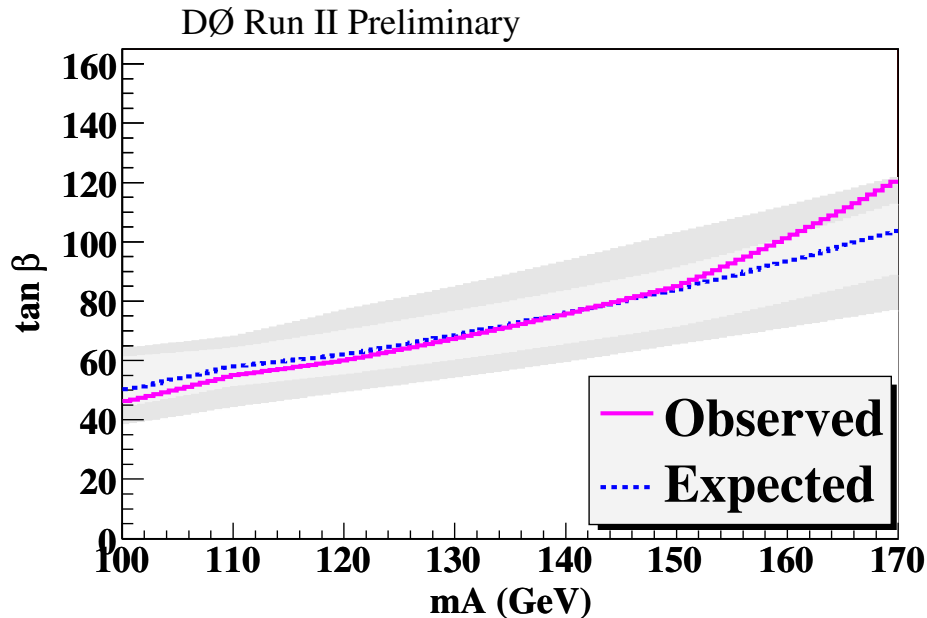


FIG. A.3 – The observed and expected 95 % CL limits on  $\tan \beta$  as a function of  $m_A$ , assuming  $\tan \beta^2$  cross section enhancement. The error bands indicate the  $\pm 1\sigma$  and  $\pm 2\sigma$  range of the expected limit.

Figure A.4 shows the data, the normalized background, the Higgs signal (grey line) and the sum of the background and the Higgs signal for a higgs mass of 120 GeV at the observed 95 % CL exclusion limit.

This is converted to a cross section limit for signal production in figure A.5.

The current  $DØ$  analysis, based on  $880 \text{ pb}^{-1}$ , excludes a significant portion of  $\tan \beta - m_A$  plane.

Acknowledgements We thank the staffs at Fermilab and collaborating institutions, and

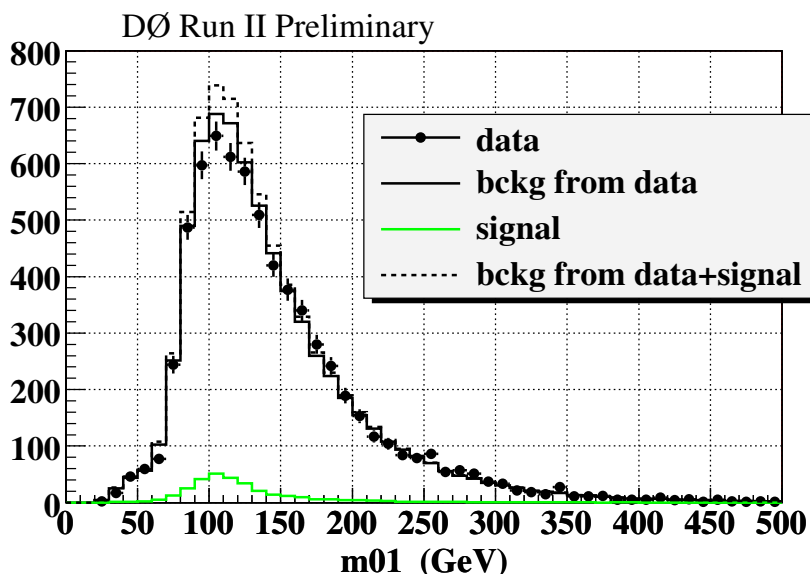


FIG. A.4 – The data (circles), the normalized background (solid black line), the Higgs signal (solid grey line) and the sum of the background and the Higgs signal (dashed black line) for  $m_A = 120$  GeV at the observed 95 % CL exclusion limit ( $\tan \beta = 60$ ).

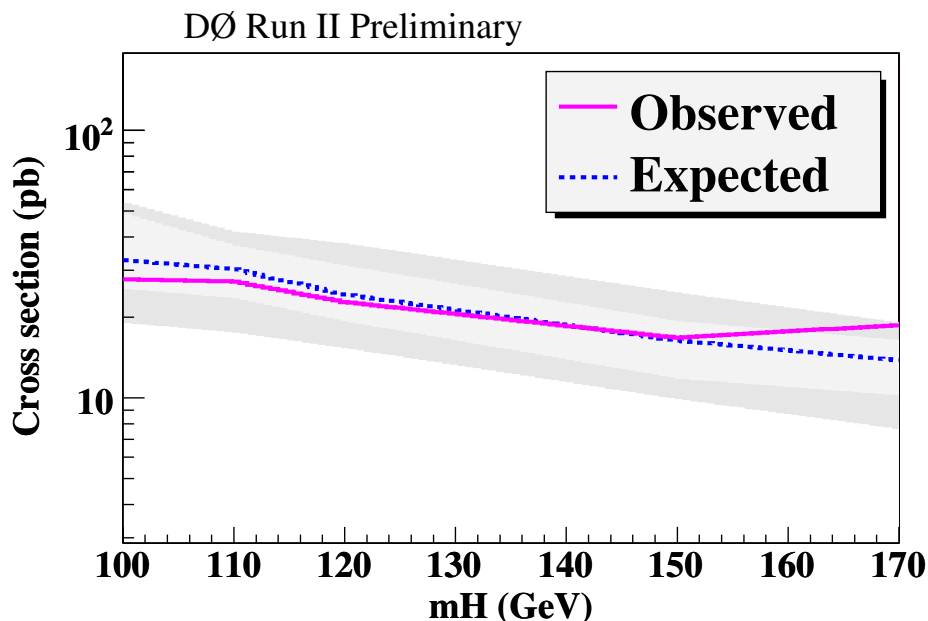


FIG. A.5 – The observed and expected 95 % CL limits on standard model  $bH^0 \rightarrow b\bar{b}$  cross section as a function of  $m_H$ . The error bands indicate the  $\pm 1\sigma$  and  $\pm 2\sigma$  range of the expected limit.

acknowledge support from the DOE and NSF (USA); CEA and CNRS/IN2P3 (France); FASI, Rosatom and RFBR (Russia); CAPES, CNPq, FAPERJ, FAPESP and FUNDUNESP (Brazil); DAE and DST (India); Colciencias (Colombia); CONACyT (Mexico); KRF and KOSEF (Korea); CONICET and UBACyT (Argentina); FOM (The Netherlands); PPARC

(United Kingdom); MSMT (Czech Republic); CRC Program, CFI, NSERC and WestGrid Project (Canada); BMBF and DFG (Germany); SFI (Ireland); Research Corporation, Alexander von Humboldt Foundation, and the Marie Curie Program.

### Bibliography

- [1 ] LEP Higgs Working Group (July 2005), Note2005-01,  
<http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/papers/index.html>
- [2 ] The CDF collaboration, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 4472
- [3 ] The CDF collaboration, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 011802
- [4 ] The DØ collaboration, hep-ex/0605009
- [5 ] J.M. Campbell, R.K. Ellis, F. Maltoni and S. Willenbrock, *Higgs boson production in association with a single bottom quark*, Phys. Rev. D 67 (2003) 095002
- [6 ] S. Dittmaier, M. Kramer and M. Spira, Phys. Rev. D 70 (2004) 074010. S. Dawson, C. Jackson, L. Reina and D. Wackerath, Phys. Rev. D 69 (2004) 074027
- [7 ] J.M. Campbell *et al.*, *Higgs boson production in association with bottom quarks*, hep-ph/0405302
- [8 ] S. Dawson, C. Jackson, L. Reina and D. Wackerath, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 031902
- [9 ] The DØ collaboration, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 15801
- [10 ] DØ Collaboration, F. Last, Nucl. Instrum. Methods A **123**, 456 (2004)
- [11 ] G.C. Blazey *et al.*, *Run II Jet Physic*, hep-ex/0005012, 10 May 2000
- [12 ] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna and P. Skands, *Physics and manual*, hep-ph/0308153. We use Pythia 6.323
- [13 ] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau and A. D. Polosa, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions,” JHEP **0307**, 001 (2003) [arXiv :hep-ph/0206293]
- [14 ] R. Brun *et al.*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993)
- [15 ] J.M. Campbell, R.K. Ellis, <http://mcfm/>
- [16 ] S. Hoche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lonnblad, M. Mangano, A. Schalicke and S. Schumann, “Matching parton showers and matrix elements,” arXiv :hep-ph/0602031
- [17 ] The DØ collaboration, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 15801
- [18 ] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A 434, 435 (1999)





*à Mir*

